



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

CENTRO NACIONAL DE ACELERADORES

**ESTUDIO DE LA RESISTENCIA A
LA RADIACIÓN DE DIODOS DE
SILICIO MEDIANTE
ACELERADORES DE PARTÍCULAS**

TRABAJO FIN DE MÁSTER

AUTOR:

Adrián García Osuna

DIRECTORES DEL TRABAJO:

Dr. Francisco Javier García López

Dra. María del Carmen Jiménez Ramos

Sevilla, Junio 2019



Agradecimientos.

Me gustaría comenzar estas líneas de agradecimiento dedicándolas a las personas implicadas más directamente en la elaboración en sí misma de este trabajo.

En primer lugar, por supuesto, gracias a mis directores Javier García y M^a del Carmen Jiménez por enseñarme tanto en estos meses. Gracias por la confianza que ponéis en mí y por hacer tan agradable y fructífera mi estancia en el CNA. No os imagináis lo afortunado que me siento de poder trabajar con vosotros. Espero que todos los meses que nos quedan juntos sigan siendo igual de buenos.

En segundo lugar, gracias a Antonio y Mauri. Habéis estado implicados tanto como Javier y Maricarmen en este trabajo. Sin vuestros códigos de Matlab y vuestros consejos no habría sido posible obtener los resultados de este trabajo. Sois unas magníficas personas, con muchísimo talento y deseo lo mejor para vosotros en vuestras nuevas etapas de la vida. Mauri, espero que vuelvas pronto al CNA y que, cuando vuelvas, haya aprendido por lo menos una cuarta parte de lo que sabes tú.

Me gustaría recordar a todos mis compañeros y amigos del Máster. Todos y cada uno de vosotros sois personas estupendas. Una de las grandes cosas de este año ha sido conocerlos. Sabed que en Sevilla tenéis una casa. Compartir esas semanas de clases intensivas se ha hecho muchísimo más llevadero con las risas y el buen rollo entre todos, y uno hasta las echa de menos. Araceli, Vicente, Álvaro, me acuerdo mucho de vosotros y también os deseo lo mejor en vuestro futuro académico y personal. Mención especial a Carmen, con la que he compartido más tiempo en Sevilla y con la que más he sufrido codo con codo. Eres una grandísima persona y trabajadora como nadie. Me has ayudado muchísimo a lo largo de estos meses, tanto en lo académico como en lo personal. Gracias.

No me quiero olvidar de Julio y Nacho. Gracias por acogerme en vuestra casa las semanas que pasé en Madrid y hacerme sentir como si estuviera en la mía (o mejor). Sois una

pareja ideal y ahora entiendo por qué, aún después de tanto años, mi familia os aprecia tantísimo.

También me gustaría aprovechar para agradecer a Adriana y Julgen los ratos que hemos pasado juntos. Aunque, por desgracia, hayamos coincidido poco tiempo, os aprecio mucho. Gracias por recordarme que uno puede hacer turismo en su propia ciudad, que siempre se puede aprender algo nuevo y a valorar Sevilla como se merece. Pero sobre todo, gracias por ser como sois. Espero que nuestros caminos se vuelvan a cruzar algún día.

Por último, y más importante, gracias a mi madre. Cualquier intento de expresar con palabras lo agradecido que te estoy por todo sería en vano. Gracias por la vida. Gracias por todo el sacrificio. Gracias por toda la ayuda y el apoyo en cada decisión y momento difícil. Intento todos los días que te sientas orgullosa de mí.

Índice general

1. Introducción.	1
1.1. Motivación del trabajo y objetivos.	1
1.2. Detectores de silicio.	2
1.2.1. Modelo de bandas.	2
1.2.2. Semiconductores tipo n y tipo p	4
1.2.3. La unión pn	5
1.2.4. Cadena electrónica.	7
1.3. Microscopía IBIC (<i>Ion Beam Induced Current</i>).	9
1.4. Daño producido por radiación.	10
1.4.1. Eficiencia de colección de carga (CCE; <i>Charge Collection Efficiency</i>).	11
1.4.2. Otros efectos del daño por radiación.	14
2. Experimentos en el CNA.	15
2.1. Acelerador Tándem 3 MV.	15
2.2. Cámara de la microsonda.	17

2.3. Producción de daño micrométrico controlado.	19
2.3.1. Cadena electrónica.	24
2.4. Análisis del daño producido mediante la técnica IBIC.	26
3. Resultados.	29
3.1. Simulaciones SRIM.	29
3.2. Espectros α para distintos valores de voltaje y fluencia.	30
3.3. Resultados de CCE y $\kappa\sigma$	31
4. Conclusiones.	37
A. Cálculo de la incertidumbre de los valores $\kappa\sigma_{\min, \max}$.	39

Índice de figuras

1.1. Distinción entre metales, aislantes y semiconductores según el ancho de la banda prohibida.	3
1.2. Enlaces atómicos en un cristal de silicio.	4
1.3. Semiconductor tipo n	5
1.4. Semiconductor tipo p	5
1.5. Diodo de unión pn	6
1.6. Diodo de unión pn ; campo eléctrico.	7
1.7. Funcionamiento de un detector de silicio.	8
1.8. Multi-Channel Analyser output.	9
1.9. Creación de un par electrón-hueco en una posición $x < W$ en un detector semiconductor tipo n virgen.	12
2.1. Acelerador Tándem de 3 MV del CNA.	15
2.2. Esquema de un acelerador Tándem tipo Van der Graaff.	16
2.3. Imagen de las distintas líneas en la sala del Tándem (CNA).	17
2.4. Esquema de la línea de la microsonda, CNA (línea -15°).	18

2.5. Bombas de vacío.	18
2.6. Bobinas produciendo un campo magnético cuadrupolar.	19
2.7. Esquema del sistema de barrido sincronizado.	20
2.8. Diodo Si PIN S5821 de Hamamatsu Photonics.	20
2.9. Dimensiones diodo Si PIN S5821 de Hamamatsu Photonics.	21
2.10. Imagen IBIC del detector virgen.	21
2.11. Triplete de lentes magnéticas cuadrupolares.	22
2.12. Mapa PIXE del pico K_α del cobre de la rejilla.	22
2.13. Barrido “en L” sobre la rejilla de cobre para la estimación del tamaño del haz.	23
2.14. Simulación de la uniformidad de la dosis bajo las condiciones de irradiación del experimento.	24
2.15. Esquema de la cadena electrónica empleada para el experimento de pro- ducción de daño controlado.	24
2.16. Funcionamiento de un analizador monocanal.	25
2.17. Módulos electrónicos usados en el experimento de producción de daño mi- crométrico controlado.	26
2.18. Espectro suma obtenido sumando los espectros proporcionados por cada punto del detector.	27
2.19. Mapa IBIC del detector dañado.	28
3.1. Simulación SRIM del perfil de vacantes y la curva de ionización.	29

3.2. Espectros α obtenidos a $V = 2V$.	30
3.3. Espectros α obtenidos a $V = 5V$.	30
3.4. Espectros α obtenidos a $V = 10V$.	31
3.5. Espectros α obtenidos a $V = 20V$.	31
3.6. Resultados $k\sigma_{min,max}$ para $V = 2V$.	32
3.7. Resultados $k\sigma_{min,max}$ para $V = 5V$.	32
3.8. Resultados $k\sigma_{min,max}$ para $V = 10V$.	33
3.9. Resultados $k\sigma_{min,max}$ para $V = 20V$.	33

Índice de tablas

3.1. Valores de CCE experimentales en tanto por ciento para cada pareja de valores Φ y V	34
3.2. Resultados de $k\sigma_{min,max}$ para cada valor de voltaje aplicado.	34
3.3. Valores de $k\sigma_{min,max}$. Media ponderada.	35
3.4. Valores de $k\sigma_{min,max}$. Media ponderada; valores corregidos.	35
3.5. Valores de k_{min} y k_{max}	35

Capítulo 1

Introducción.

Actualmente, el silicio es el material más comúnmente usado para fabricar detectores de semiconductor y dispositivos electrónicos. Esto se debe principalmente a su alta disponibilidad en forma de monocristal de alta pureza y a la capa de óxido natural que forma en su superficie, que disminuye el ruido generado y lo protege de la contaminación. Además, pueden usarse a temperatura ambiente, de tal manera que no es necesario un sistema de refrigeración [1].

Sin embargo, los detectores de silicio convencionales no resultan adecuados para su uso en condiciones extremas de radiación y temperatura como las que se dan en reactores nucleares, en aceleradores de partículas o en el espacio exterior. Es por ello que el avance tecnológico en áreas como las mencionadas implica la búsqueda de nuevas tecnologías y el estudio que diferentes agentes externos, como la radiación, tienen sobre ellas.

1.1. Motivación del trabajo y objetivos.

El presente trabajo está enmarcado dentro de un Proyecto de Investigación Coordinado de la IAEA (*International Atomic Energy Agency*) titulado “*Ion beam induced spatio-temporal structural evolution of materials: Accelerators for a new technology era*”, en el cual se pretende estudiar la generación de defectos por radiación en detectores de semiconductor mediante el uso de aceleradores de partículas.

Dentro de los objetivos que se llevan a cabo el Centro Nacional de Aceleradores (CNA), en este Trabajo Fin de Máster hemos realizado una producción controlada de daño micrométrico por radiación iónica en un detector de semiconductor. Esta metodología, aplicada por primera vez en España, permite irradiar diferentes zonas micrométricas de un mismo detector con distintas fluencias (número de iones por unidad de área), las cuales son controladas ion a ion. Asimismo, se ha realizado un estudio del daño producido mediante el uso de la técnica *Ion Beam Induced Charge* (IBIC). Los datos experimentales obtenidos se compararán con un modelo teórico para obtener información acerca de los defectos inducidos por radiación en el detector.

1.2. Detectores de silicio.

Un detector de silicio es un tipo de detector de semiconductor, consistente en una unión *pn* en el que el sustrato es un cristal de silicio. Como en todo detector de semiconductor, su funcionamiento se basa en la creación de pares electrón-hueco a lo largo del camino trazado por la radiación incidente, que para nosotros serán partículas cargadas. El movimiento de estos pares electrón-hueco inducirá una corriente eléctrica, la cual es procesada y tratada para extraer información sobre la energía depositada por la radiación incidente en el volumen sensible del detector.

1.2.1. Modelo de bandas.

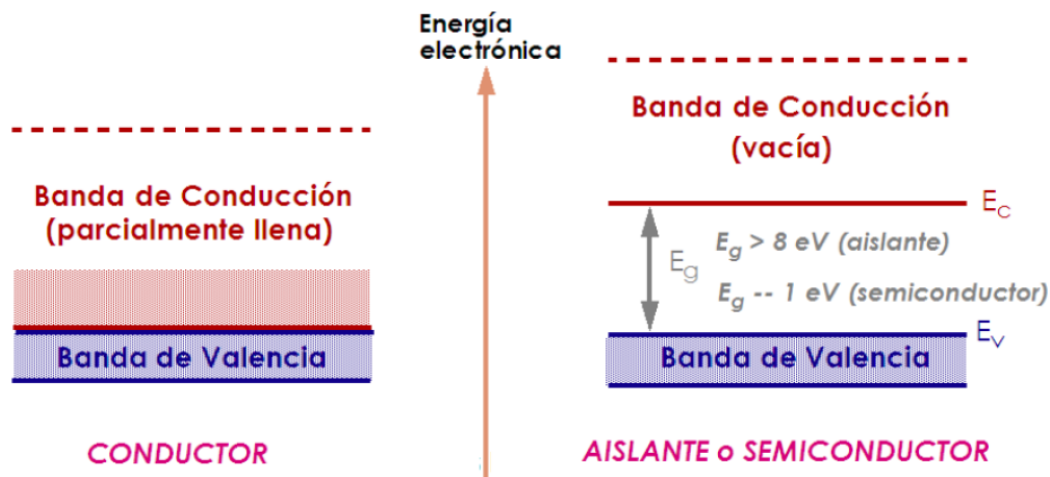
En el modelo de bandas se definen tres regiones energéticas que regirán el comportamiento electrónico:

1. **Banda de valencia:** Cuando un electrón se encuentra en la banda de valencia significa que está formando enlaces y, por tanto, no contribuye a la corriente eléctrica. Denotaremos el límite energético superior de esta banda como E_V .
2. **Banda de conducción:** Cuando un electrón se encuentra en la banda de conducción significa que puede moverse libremente por el medio, contribuyendo a la

corriente eléctrica. Denotaremos el límite energético inferior de esta banda como E_C .

3. **Banda prohibida:** La banda prohibida es la zona energética que separa la banda de valencia de la banda de conducción. Un electrón no puede encontrarse en esta zona. Definiremos $E_G = E_C - E_V$ como el ancho de la banda prohibida.

En un semiconductor, la energía necesaria para promocionar un electrón desde la banda de valencia hasta la banda de conducción es de unos pocos electronvoltios, presentando un comportamiento intermedio entre el de un metal y el de un aislante (Figura 1.1). Esto significa que si un electrón adquiere la suficiente energía, pasará de estar ligado a moverse libremente por el medio (en el caso del silicio esta energía es de unos 1,11 eV a temperatura ambiente). Este electrón que ha pasado de la banda de valencia a la banda de conducción dejará un hueco en la banda de valencia, por eso se habla de creación de pares electrón-hueco cuando un electrón gana energía y promociona a la banda de conducción.



$$\text{Para Si: } E_g(T \sim 300 \text{ K}) = 1,11 \text{ eV}$$

Figura 1.1: *Distinción entre metales, aislantes y semiconductores según el ancho de la banda prohibida.*

1.2.2. Semiconductores tipo n y tipo p .

Como este trabajo trata sobre detectores de silicio, explicaremos en qué consisten los semiconductores tipo n y tipo p ejemplificando el caso de este elemento en concreto.

El silicio es un elemento de la columna IV de la tabla periódica con número atómico $Z = 14$. Teniendo en cuenta el modelo de capas atómico, esto quiere decir que 10 de los 14 electrones estarán fuertemente ligados al núcleo mientras que los 4 restantes formarán enlaces atómicos con otros átomos de silicio en un cristal (ver Figura 1.2). Supongamos

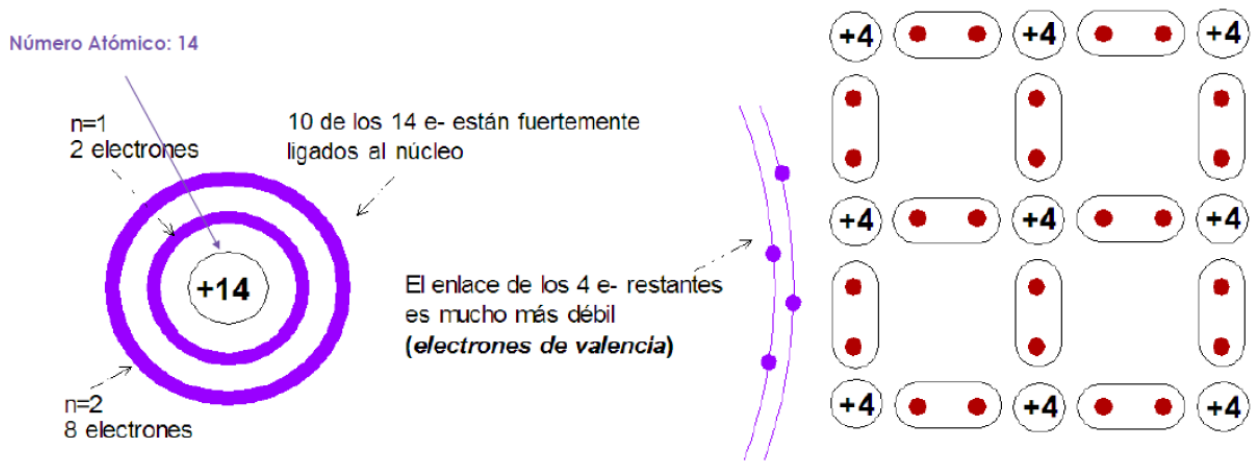


Figura 1.2: Enlaces atómicos en un cristal de silicio.

que tomamos nuestro cristal y reemplazamos un átomo de silicio por un elemento de la columna V de la tabla periódica. Estos elementos tienen 5 electrones de valencia, 4 de los cuales formarán enlaces con los átomos de silicio de alrededor. El quinto electrón quedará libre por el cristal, sin formar enlaces (ver Figura 1.3). Entonces tenemos lo que se llama un semiconductor de tipo n , es decir, un semiconductor con un exceso de electrones. Si, por el contrario, se reemplaza un átomo de silicio por un elemento de la columna III de la tabla periódica, habrá un exceso de huecos ya que estos elementos tienen solamente tres electrones de valencia (ver Figura 1.4). A estos átomos que se añaden al cristal para convertir al semiconductor en tipo n o tipo p se les llama dopantes. Los átomos que introducen huecos en el cristal se denominan aceptores, y los que introducen un exceso de electrones se denominan donadores.

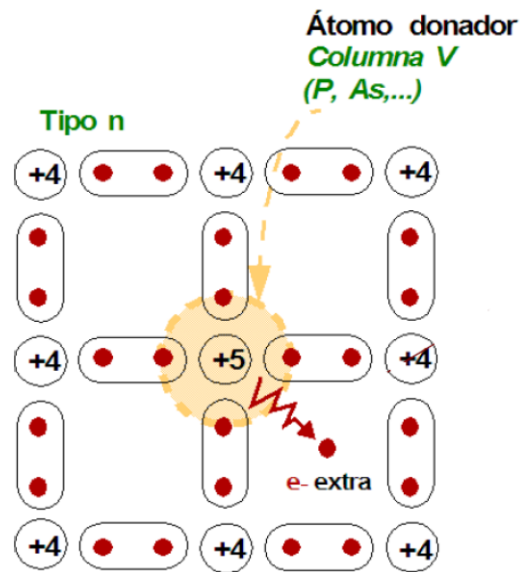


Figura 1.3: *Semiconductor tipo n . Es importante hacer notar al lector que el hecho de hablar de electrones en exceso no significa que haya una carga neta total negativa; el cristal sigue siendo eléctricamente neutro.*

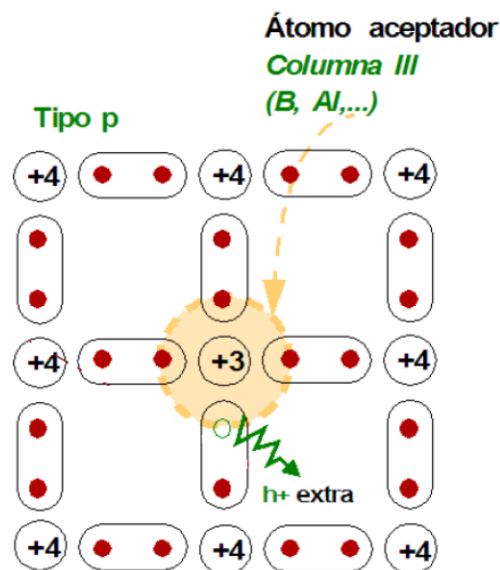


Figura 1.4: *Semiconductor tipo p .*

1.2.3. La unión pn .

Una unión pn , como su nombre indica, no es más que el acoplamiento entre un semiconductor de tipo p y un semiconductor de tipo n . Al producirse la unión, los electrones del lado n inicialmente se difunden hacia el lado p , donde la concentración de electrones es baja. Del mismo modo, los huecos del lado p se difunden hacia el material tipo n , donde

la concentración de huecos es baja (ver Figura 1.5). A partir de ahora, hablaremos de portadores de carga o, simplemente, portadores, cuando hagamos alusión a electrones y huecos sin distinción. Durante el proceso de difusión, cada portador dejará tras de sí un

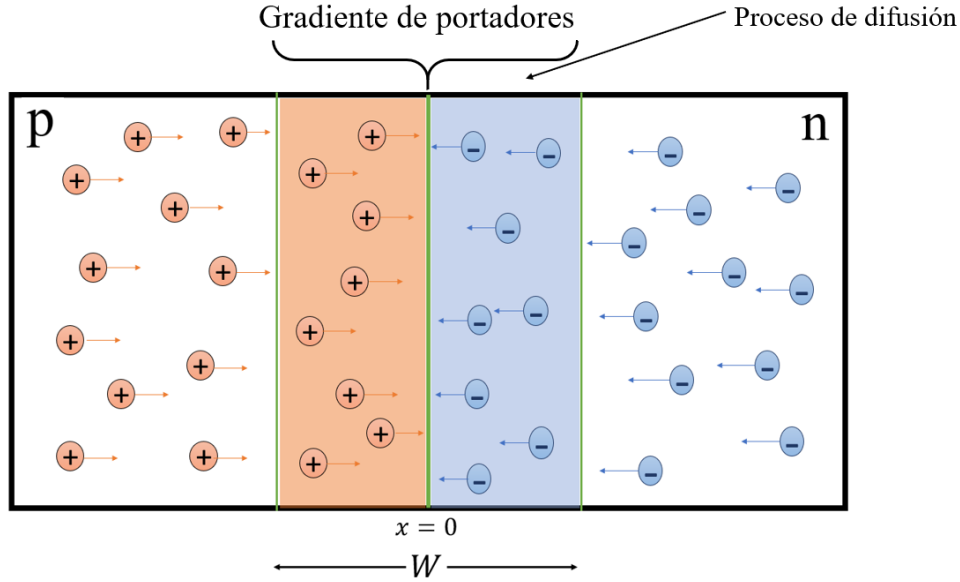


Figura 1.5: *Diodo de unión pn. Al producirse la unión, comienza un proceso de difusión que hace que un tipo de portador se mueva hacia zonas donde la concentración de dicho tipo de portador es baja. Los primeros portadores en moverse serán aquellos más cerca de la unión.*

ion de polaridad opuesta la suya. De este modo, irá apareciendo un campo eléctrico en el centro de la unión que crecerá hasta que compense el proceso de difusión. Entonces, se creará una región virtualmente vacía de portadores móviles llamada zona de depleción o zona de empobrecimiento (ver Figura 1.6). Llamando V_{bi} al potencial de contacto creado en la unión pn , la anchura W de la zona de depleción vendrá dada por [2]

$$W = \left[\frac{2\varepsilon}{q} V_{bi} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \right]^{1/2}, \quad (1.1)$$

donde ε es la permitividad eléctrica del material, q es la carga del electrón y N_a y N_d son las concentraciones de átomos aceptores y donadores, respectivamente. No obstante, polarizando la unión pn a la inversa, es decir, conectando el polo negativo a la zona p y el polo positivo a la zona n , se consigue ensanchar la zona de depleción de manera que su nuevo valor es

$$W = \left[\frac{2\varepsilon}{q} (V_{bi} - V) \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \right]^{1/2}, \quad (1.2)$$

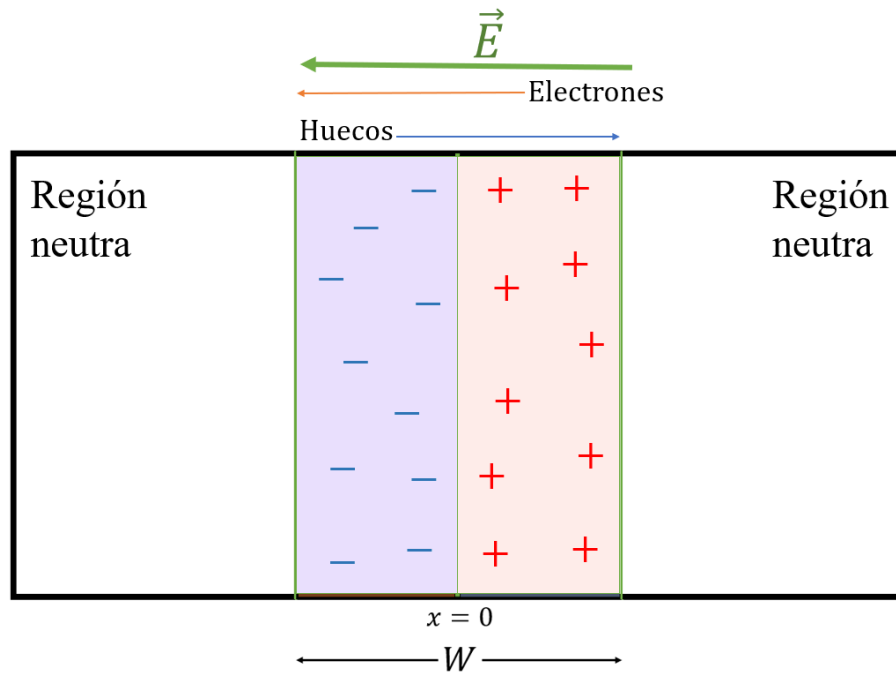


Figura 1.6: El proceso de difusión cesará cuando el campo eléctrico creado cree una barrera de potencial tal que impida que dicho proceso siga dándose. La anchura final de la zona de depleción se denota como W .

donde $V < 0$ es el voltaje aplicado en inversa. La anchura de la zona de depleción es un parámetro importante ya que constituye el volumen activo del detector y nos interesa que sea lo mayor posible. Además, se intensifica el campo eléctrico en el detector. Por estas razones, los detectores de semiconductor operan con un voltaje inverso aplicado.

Cuando una partícula cargada incide sobre el volumen activo de nuestro detector de silicio, ésta ionizará el medio a su paso creando pares electrón-hueco. Debido al campo eléctrico existente, estos portadores de carga se moverán en direcciones opuestas hacia los extremos del detector. Este movimiento de portadores de carga inducirá una corriente eléctrica que posteriormente puede ser procesada y tratada de manera que nos dé información sobre la energía depositada en el detector (ver Figura 1.7).

1.2.4. Cadena electrónica.

La señal eléctrica producida por el detector es demasiado débil como para ser directamente aprovechable. Por ello, es necesario colocar una cadena electrónica detrás que trate esta señal y la haga aprovechable. En este apartado hablaremos brevemente sobre

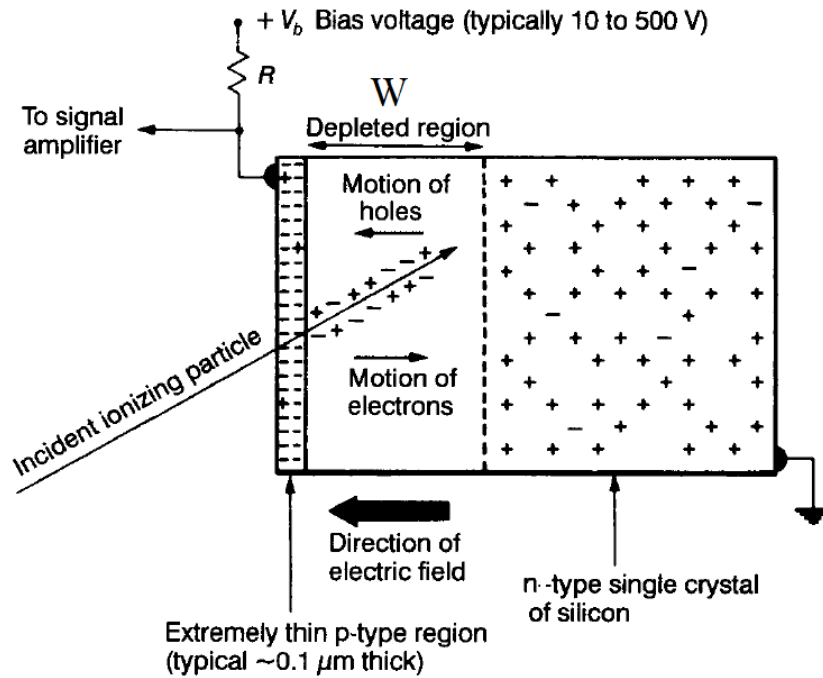


Figura 1.7: *Funcionamiento de un detector de silicio [3].*

los módulos que suelen usarse en una cadena electrónica convencional junto a detectores de semiconductor, la generación de la señal y cómo se relaciona con la energía depositada en el detector.

- **Preamplificador:** La corriente producida por la radiación incidente es demasiado pequeña como para ser directamente tratable. Por ejemplo, el propio ruido electrónico afectará gravemente a la señal. Además, los diferentes aparatos electrónicos necesarios están preparados para trabajar con pulsos de tensión, no de corriente. El preamplificador cumple, pues, dos funciones: recoge el pulso de corriente emitido por el detector y lo transforma en un pulso de tensión y además amplifica la señal hasta el orden de los mV.
- **Amplificador:** El factor de ganancia del preamplificador aún sigue siendo pequeño y la señal a la salida de este módulo todavía es demasiado débil como para medirla. Las funciones del amplificador serán amplificar la señal dada por el preamplificador y darle una forma gaussiana, llegando a obtener un pulso del orden de los V. En esta ocasión, el factor de ganancia sí es variable aunque debe mantenerse fijo durante una medida para conservar la respuesta espectrométrica, es decir, el voltaje de salida es proporcional a la energía depositada en el detector.

- **Analog-to-Digital Converter (ADC) o conversor analógico-digital:** La señal de energía a la salida del amplificador se conecta a este módulo que convierte la señal analógica proporcionada por el amplificador en una señal digital.
- **Multi-Channel Analyser (MCA) o analizador multicanal:** Recogerá los datos del ADC y clasificará los pulsos recibidos según su altura, la cual será proporcional a la energía depositada en el detector, y elaborará un histograma (ver Figura 1.8). Este histograma es lo que se conoce como espectro. Los canales más altos corresponderán a voltajes más altos y, por ende, a energías más altas, habiendo entre ellos una relación lineal que nos permite conocer la energía depositada en el detector a partir del espectro.

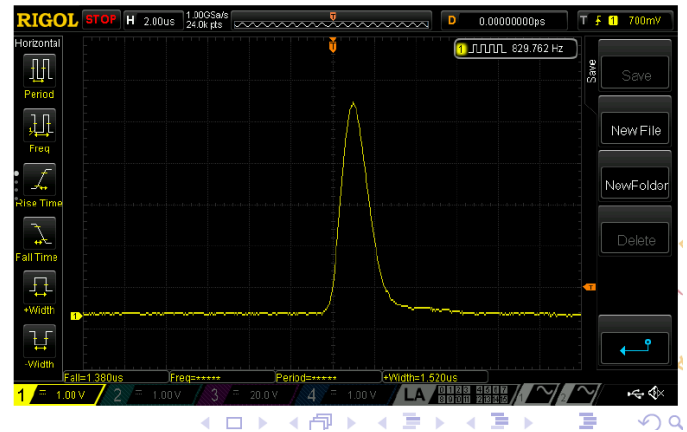
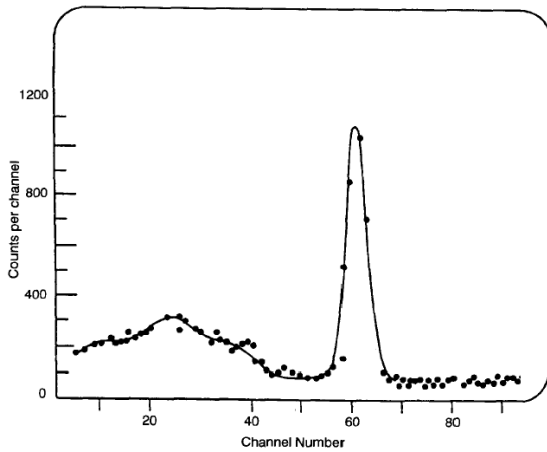


Figura 1.8: *Multi-Channel-Analyser output.*

1.3. Microscopía IBIC (*Ion Beam Induced Current*).

Tal y como se ha concluido al final de la sección 1.2, si nuestro sistema de detección funciona correctamente podremos realizar experimentos de espectroscopía. Es decir, si al detector llega un haz de partículas de energía E y estas partículas depositan en él toda su energía, frenándose por completo, se observará en el espectro una distribución gaussiana centrada en el canal correspondiente a la energía del haz. Esto nos permite conocer la energía y el número de las partículas detectadas a partir de un espectro calibrado en energía.

La microscopía por corriente inducida mediante haz de iones (IBIC; del inglés, **Ion Beam Induced Current**) consiste en hacer el experimento “inverso” a la espectroscopía. Si en espectroscopía tenemos el detector bien caracterizado y a partir de él medimos partículas de energía desconocida, en un experimento IBIC se define con precisión la energía del haz incidente en el detector de manera que podemos obtener información sobre los portadores de carga y su transporte, ya que su movimiento es el causante de la corriente eléctrica inducida que nos permite medir la energía de la partícula incidente [4]. La corriente inducida total tendrá dos contribuciones: la corriente inducida por los huecos y la corriente inducida por los electrones. Desde que se desarrolló a principios de los años '90 [5], la técnica IBIC se ha usado en una amplia variedad de aplicaciones analíticas en el estudio de materiales semiconductores y dispositivos electrónicos [6].

1.4. Daño producido por radiación.

Si un cristal recibe una cierta dosis de radiación se crean defectos en él, tales como vacantes (átomos que abandonan su posición en la red cristalina) o átomos en posiciones intersticiales (átomos presentes en posiciones que no les corresponden en la red cristalina). Sabiendo esto, cabe preguntarse cómo afectan estos defectos al funcionamiento de un detector, en particular, a su respuesta espectroscópica.

En un detector virgen, es decir, un detector que aún no ha sido dañado, se produce una señal mediante el mecanismo descrito en las secciones 1.2 y 1.3. Una partícula cargada incide en el volumen activo, genera pares electrón-hueco y éstos se mueven por acción del campo eléctrico aplicado, induciendo una corriente eléctrica proporcional a la energía depositada en el detector. Como el detector es virgen, la práctica totalidad de los portadores de carga generados serán recogidos en los extremos del detector, y en el espectro tendremos una cuenta situada en el canal correspondiente a la energía de la radiación incidente. Sin embargo, los defectos creados en un detector dañado ocasionan que no todos los portadores de carga sean recogidos en los extremos del detector, de manera que la corriente inducida será sólo una fracción de la que crearían todos los portadores de carga creados inicialmente. Esto provoca que, en un espectro generado por un detector dañado, la señal no aparezca a la energía de la radiación incidente, sino a una energía

menor. Se puede pensar en los defectos como trampas para los portadores de carga, de manera que existe una posibilidad de que, a lo largo de su recorrido, un portador de carga se recombine y no llegue al final del detector.

1.4.1. Eficiencia de colección de carga (CCE; *Charge Collection Efficiency*).

Un parámetro útil para cuantificar el daño producido en un detector es la eficiencia de colección de carga (CCE; del inglés, *Charge Collection Efficiency*). Esta magnitud mide la fracción de portadores de carga totales generados que inducen corriente eléctrica. En un detector virgen, la CCE será del 100 % en condiciones de empobrecimiento completo. A partir de ahora, supondremos siempre que el rango de la radiación incidente es menor que la anchura de la zona de depleción, de manera que todos los portadores de carga se generan dentro de esta zona. Así, el movimiento de los portadores se deberá exclusivamente al arrastre producido por el campo eléctrico.

Supongamos un detector con una geometría de placas paralelas y llamemos W al ancho de la zona de depleción. Sea un par electrón-hueco creado en una posición $x < W$ del detector virgen (ver Figura 1.9). La CCE tendrá dos contribuciones: una contribución vendrá por parte del movimiento de los huecos y la otra por parte del movimiento de los electrones. Atendiendo a la Figura 1.9, los huecos recorrerán una distancia x hasta un extremo del detector mientras que los electrones recorrerán una distancia $W - x$ hasta el otro extremo. Por lo tanto, a partir del Teorema de Ramo de la corriente inducida [7], la CCE se puede expresar como:

$$\text{CCE} = \text{CCE}_{\text{huecos}} + \text{CCE}_{\text{electrones}} = \frac{x}{W} + \frac{W - x}{W} = 1, \quad (1.3)$$

siendo x/W la contribución a la CCE de los huecos y $(W - x)/W$ la contribución a la CCE de los electrones. En general, el término x/W de la CCE corresponde a la contribución de los portadores minoritarios, mientras que el término $(W - x)/W$ corresponde a la contribución de los portadores mayoritarios. En un semiconductor tipo n , los portadores mayoritarios son los electrones y los portadores minoritarios son los huecos. En un semiconductor tipo p ocurre lo contrario.

En un detector dañado, la CCE caerá por debajo del 100 % para valores de voltaje apli-

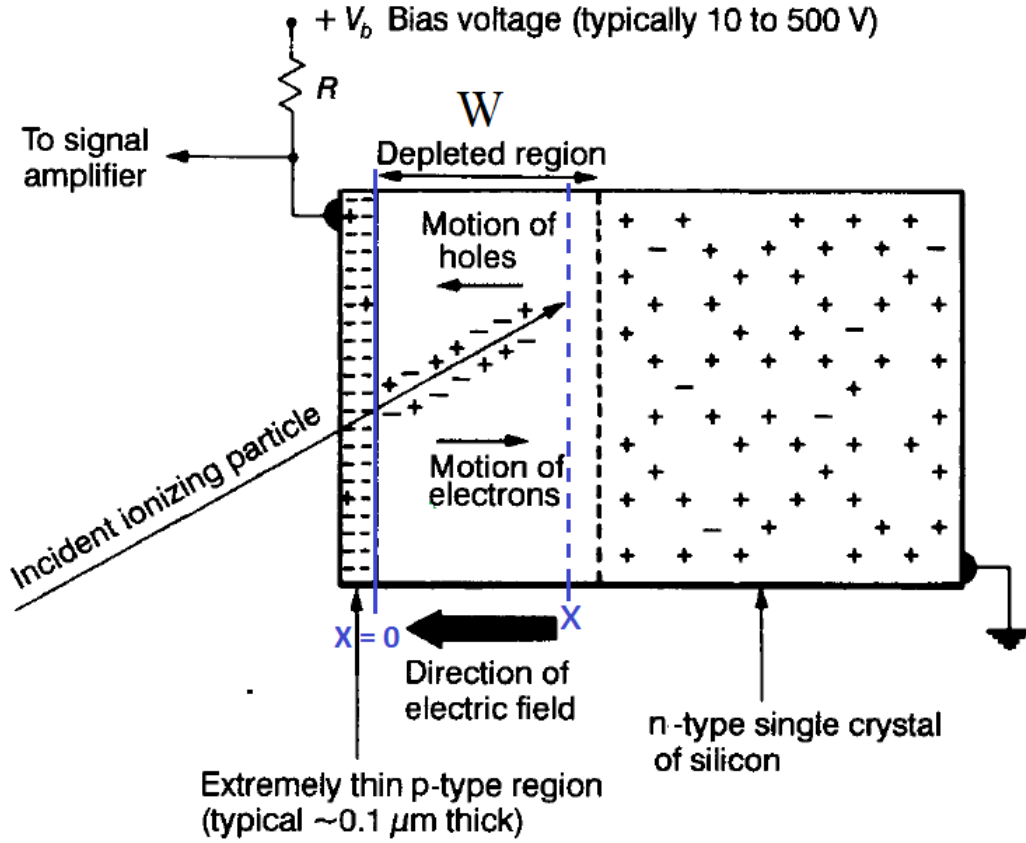


Figura 1.9: Creación de un par electrón-hueco en una posición $x < W$ en un detector semiconductor tipo n virgen.

cado más altos que en un detector virgen. Esto se debe a las trampas generadas por los defectos del cristal, que provocan que no todos los portadores de carga alcancen los extremos del detector y que, por lo tanto, la corriente inducida sea menor [8, 9]. Esto nos lleva a la necesidad de modificar la ecuación 1.3 para que quede reflejada la posibilidad de que un determinado portador de carga se recombine y no llegue al extremo del detector. La ecuación 1.4 es el modelo obtenido para el cálculo teórico de la CCE en un detector dañado donde sólo se tiene en cuenta el fenómeno de arrastre por campo eléctrico [8]:

$$\text{CCE} = \frac{1}{E_i} \int_0^W \frac{dE}{dx} \left[\frac{1}{W} \int_0^x dy e^{-\int_y^x \frac{dz}{L_{\min}(z)}} + \frac{1}{W} \int_x^W dy e^{-\int_x^y \frac{dz}{L_{\max}(z)}} \right] dx, \quad (1.4)$$

donde E_i es la energía del haz, $\frac{dE}{dx}$ es el poder de frenado de los iones incidentes en el material, x es la profundidad a la que se ha producido el par electrón-hueco dado que estamos calculando y $L_{\min, \max}$ son las longitudes de deriva de los portadores minoritarios y mayoritarios, respectivamente. En la ecuación 1.4, las exponenciales de la expresión entre corchetes indican la probabilidad de que un portador de carga creado a una profundidad

x consiga llegar al extremo del detector sin recombinarse. Nótese que si el valor de estas exponenciales fuese 1, es decir, todos los portadores de carga llegan a los extremos del detector, se recupera la ecuación 1.3. La longitud de deriva puede calcularse como

$$L_{\min, \text{maj}} = [\mu\tau(x, \Phi)]_{\min, \text{maj}} \cdot \varepsilon(x), \quad (1.5)$$

donde μ y τ son la movilidad y la vida media (dependiente de la fluencia irradiada Φ) de los portadores de carga, respectivamente y $\varepsilon(x)$ es el valor del campo eléctrico a la profundidad x .

Modelo de Shockley-Read-Hall.

Supongamos que un detector semiconductor es irradiado con un haz de iones. Como se indicó anteriormente, los iones desplazarán a los átomos del cristal, creando pares de Frenkel (vacante+intersticial). Estos defectos primarios son móviles y pueden interaccionar entre sí y con impurezas del cristal, dando lugar a otros tipos de defectos más estables que actúan disminuyendo la vida media de los portadores de carga. El modelo de Shockley-Read-Hall [8, 10] proporciona la siguiente expresión para calcular el tiempo de vida medio de los portadores de carga:

$$\tau(x, \Phi) = \frac{\tau_0}{1 + k\sigma \cdot \text{Vac}(x) \cdot v_{\text{th}} \cdot \Phi \cdot \tau_0}, \quad (1.6)$$

donde τ_0 es el tiempo de vida medio de los portadores de carga en un detector virgen, $\text{Vac}(x)$ es el perfil de vacantes creado en el detector por el haz incidente (que se puede calcular mediante el código SRIM [11]), v_{th} es la velocidad térmica (que será distinta para electrones y huecos), Φ es la fluencia irradiada, k es el promedio de trampas activas creadas por vacante y σ es la sección eficaz del proceso en el que un portador de carga se recombina.

En un experimento de IBIC, todos los parámetros que aparecen en las ecuaciones 1.4, 1.5 y 1.6 son conocidos salvo el producto $k\sigma$, que será nuestra variable libre, y cuyo valor es representativo de lo resistente a la radiación que es nuestro dispositivo.

1.4.2. Otros efectos del daño por radiación.

Aparte de la disminución en la CCE, se producen otros efectos como consecuencia de la aparición de defectos en el material como pueden ser un aumento de la corriente inversa en el detector y una inversión en el tipo de dopaje. Este último efecto es irrelevante para nosotros ya que las fluencias con las que se ha irradiado son demasiado bajas como para producir este efecto. Sin embargo, será importante tener en cuenta el aumento de la corriente inversa a la hora de realizar las medidas. La corriente inversa se produce debido a electrones que, por agitación térmica, promocionan de la banda de valencia a la banda de conducción. Al crear defectos en el material semiconductor se están creando niveles de energía permitidos en la banda prohibida, lo que ocasiona que haya más electrones que promocionen desde la banda de valencia y que, por tanto, aumente la corriente inversa.

Capítulo 2

Experimentos en el CNA.

2.1. Acelerador Tándem 3 MV.

En la realización de este trabajo se han llevado a cabo experimentos de irradiación y de análisis de un detector de semiconductor usando haces de partículas α con energías del orden del MeV. Para lograr acelerar las partículas α a estas energías, se ha empleado el acelerador tipo Tándem de 3 MV del que dispone el CNA (ver Figura 2.1). El proceso



Figura 2.1: *Acelerador Tándem de 3 MV del CNA.*

para obtener partículas aceleradas usando un acelerador tipo Tándem se describe a continuación. Primero, se añade un electrón a un átomo neutro y se lleva hacia uno de los extremos del tanque acelerador mediante un campo eléctrico. A continuación, la partícula

es acelerada en dos etapas: en primer lugar, es acelerada hacia el centro del tanque debido a que éste está conectado a un potencial positivo respecto de los extremos del tanque, los cuales están conectados a tierra. Esta diferencia de potencial puede ser de hasta 3 MV en el acelerador que hemos usado. En la segunda etapa, el átomo pierde electrones en el centro del tanque debido a la presencia del gas de *stripping*. Así, la partícula adquirirá una carga total $+\eta e$, cuyo valor concreto dependerá del número de electrones cedidos al gas de *stripping*. Al estar cargada positivamente, ahora la partícula será repelida por el centro del tanque hacia el otro extremo. En la Figura 2.2 se muestra un esquema de este acelerador, que es de tipo Van der Graaff. Según el proceso descrito, la energía total a la

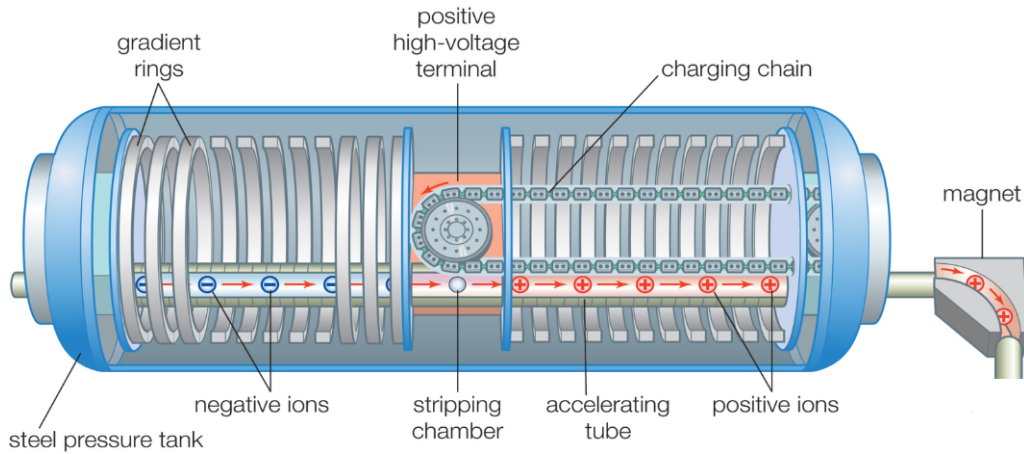


Figura 2.2: Esquema de un acelerador Tandem tipo Van der Graaff. En este tipo de Tandem, la tensión del terminal es alcanzada gracias a un sistema de cadenas formadas por cilindros metálicos (*pellets*) que cargan la superficie del electrodo por rozamiento [12].

que un ion es acelerado viene dada por

$$E = (\eta + 1)eV + J, \quad (2.1)$$

donde η es el estado de carga final del ion, e es la carga del electrón, V es el voltaje aplicado en el terminal y J es la energía de inyección, es decir, la energía que se le proporciona al ion inicial para que entre al acelerador.

2.2. Cámara de la microsonda.

A la salida del tanque acelerador se encuentra un imán analizador de 90° que permite separar la especie iónica deseada del resto de los componentes del haz. Si la relación carga/masa de una determinada partícula no es la que nos interesa ni posee la energía deseada, no describirá la trayectoria adecuada para ir más allá de este imán. El siguiente elemento en la cadena es un imán selector para desviar el haz a las distintas líneas (ver Figura 2.3). Los experimentos realizados para este trabajo han sido llevados a cabo en la

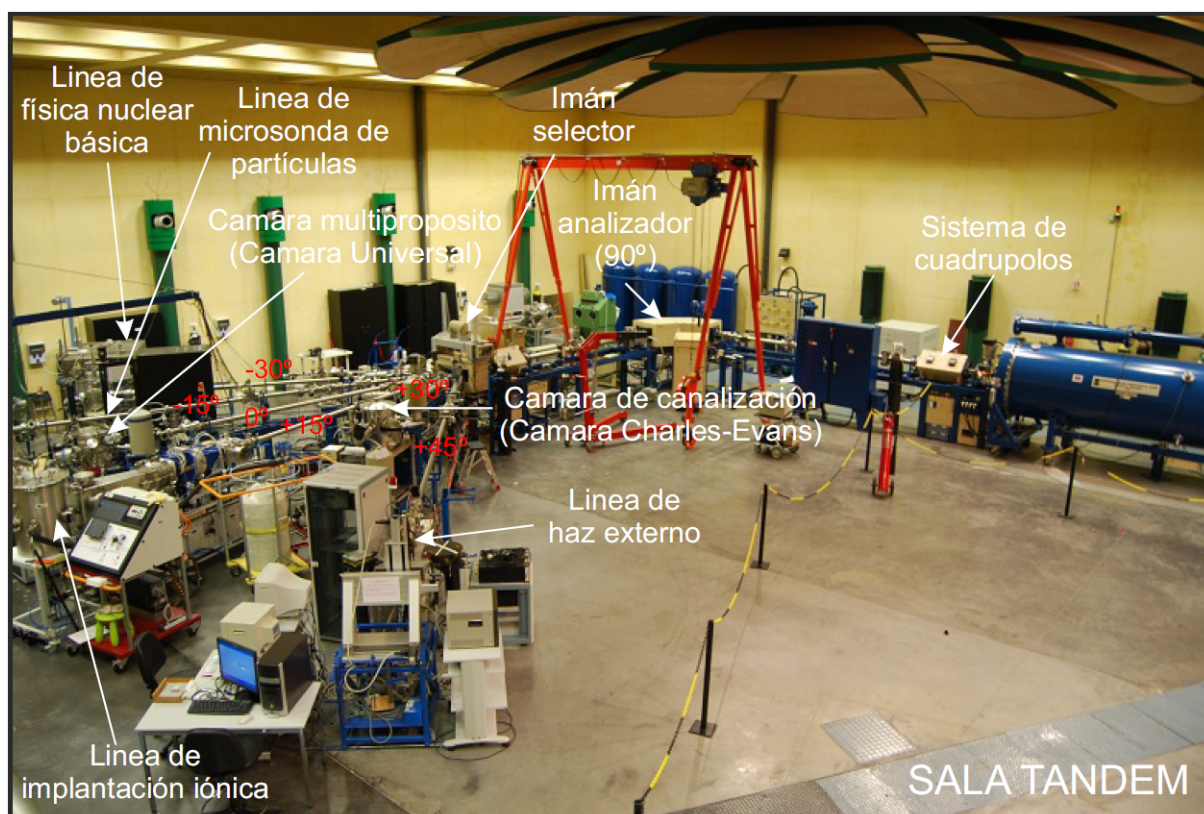


Figura 2.3: Imagen de las distintas líneas en la sala del Tándem (CNA) [13].

cámara de la microsonda (ver Figura 2.4), la cual permite trabajar con haces de iones de tamaño micrométrico. Para realizar las medidas, es necesario tener un estado de alto vacío dentro de la cámara, donde situaremos el detector. Este estado de alto vacío se consigue con un sistema de dos bombas de vacío: una bomba de vacío primario y una bomba turbomolecular (Figura 2.5). La reducción de la sección del haz se consigue gracias a un triplete de lentes cuadrupolares que, mediante campos magnéticos, logran reducir el tamaño del haz hasta el orden de los micrómetros (ver Figura 2.6). Este sistema tiene la ventaja de que la reducción del tamaño del haz no implica disminuir la intensidad de

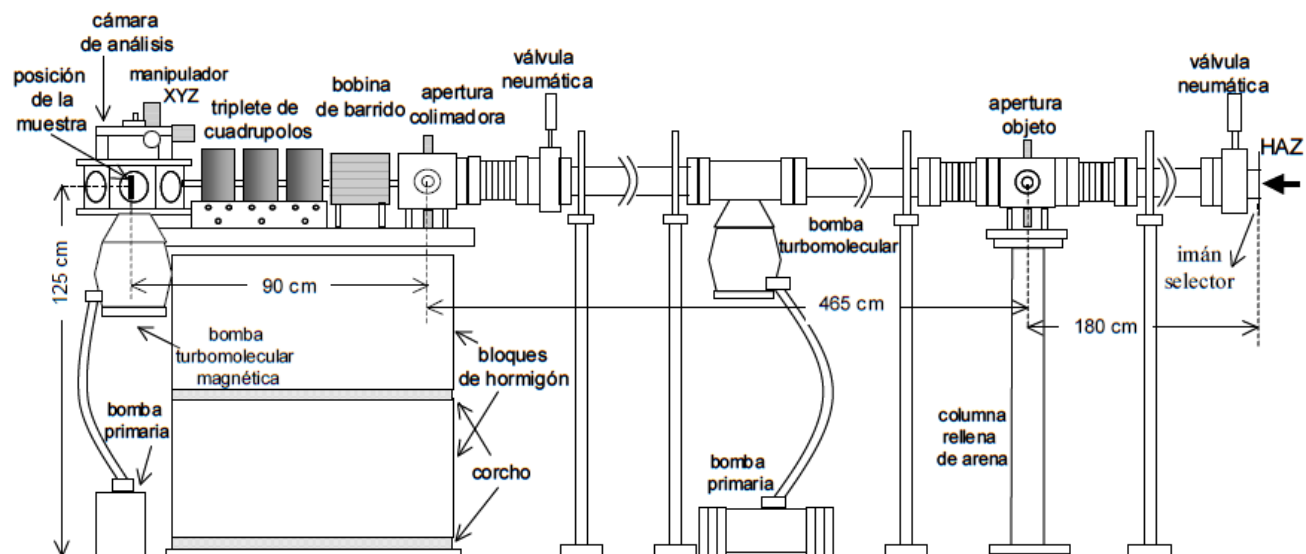
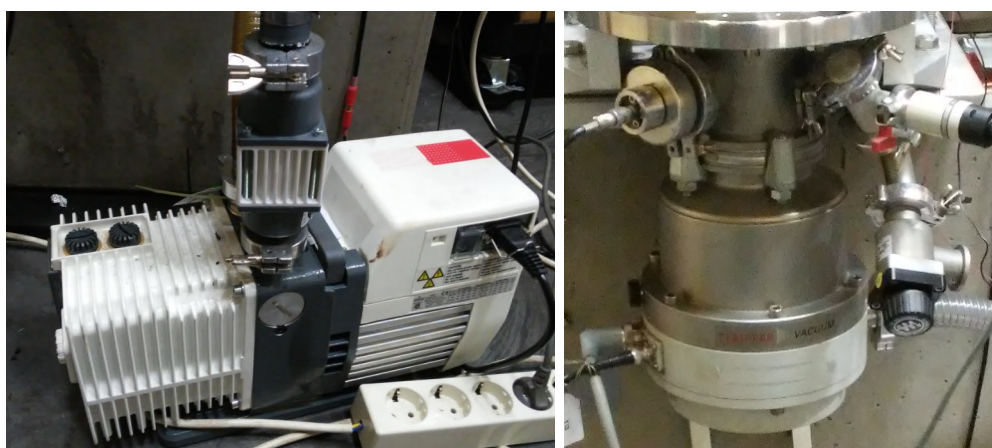


Figura 2.4: Esquema de la línea de la microsonda, CNA (línea -15°) [14].



(a) Bomba de vacío primario.

(b) Bomba turbomolecular.

Figura 2.5: Bombas de vacío.

corriente.

La cámara de la microsonda cuenta con un sistema de posicionamiento en tres dimensiones (manipulador XYZ) de manera que podemos mover el portamuestras para incidir con el haz en una zona de interés de la muestra a analizar.

Sistema de barrido.

El sistema de barrido de la cámara de la microsonda, colocado antes del sistema focalizador de lentes cuadrupolares, está formado por bobinas magnéticas y permite definir

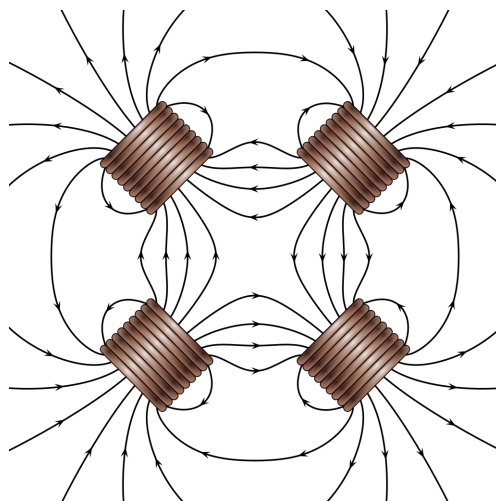


Figura 2.6: *Bobinas produciendo un campo magnético cuadrupolar* [15].

áreas de barrido de hasta algunos milímetros, en función del tipo de ion incidente. El sistema de barrido está sincronizado con el sistema de adquisición de datos de manera que cada evento registrado se almacena junto a las coordenadas XY donde se produce. Esto nos permite realizar mapas de la muestra (ver Figura 2.7).

2.3. Producción de daño micrométrico controlado.

Para llevar a cabo este trabajo se ha utilizado un diodo S5821 Si PIN de la compañía Hamamatsu Photonics (ver Figura 2.8), cuyas dimensiones se muestran en la Figura 2.9.

Como paso previo al experimento de producción de daño, se hizo un mapa IBIC del detector para ver si todo el detector presentaba la misma CCE de forma homogénea. Para adquirir este mapa previo se empleó un haz de He^{2+} de 2 MeV, barriendo un área de $1,3 \times 1,3 \text{ mm}^2$ y limitando la tasa de conteo a 400 Hz para evitar dañar el detector. Como puede apreciarse en la Figura 2.10, el detector, inicialmente, presentaba el mismo valor de CCE en toda su superficie.

Como se mencionó anteriormente, este trabajo se enmarca dentro de un proyecto de la IAEA en el que participa el CNA. Una de las actividades de este proyecto consiste en comparar el daño ocasionado en detectores de semiconductor a distintos flujos iónicos. Por un lado, se ha utilizado el acelerador NDCX-II del Lawrence Berkeley National Laboratory, que produce haces ultracortos ($t \sim ns$) y muy intensos de He a 1 MeV. Por otro lado, se

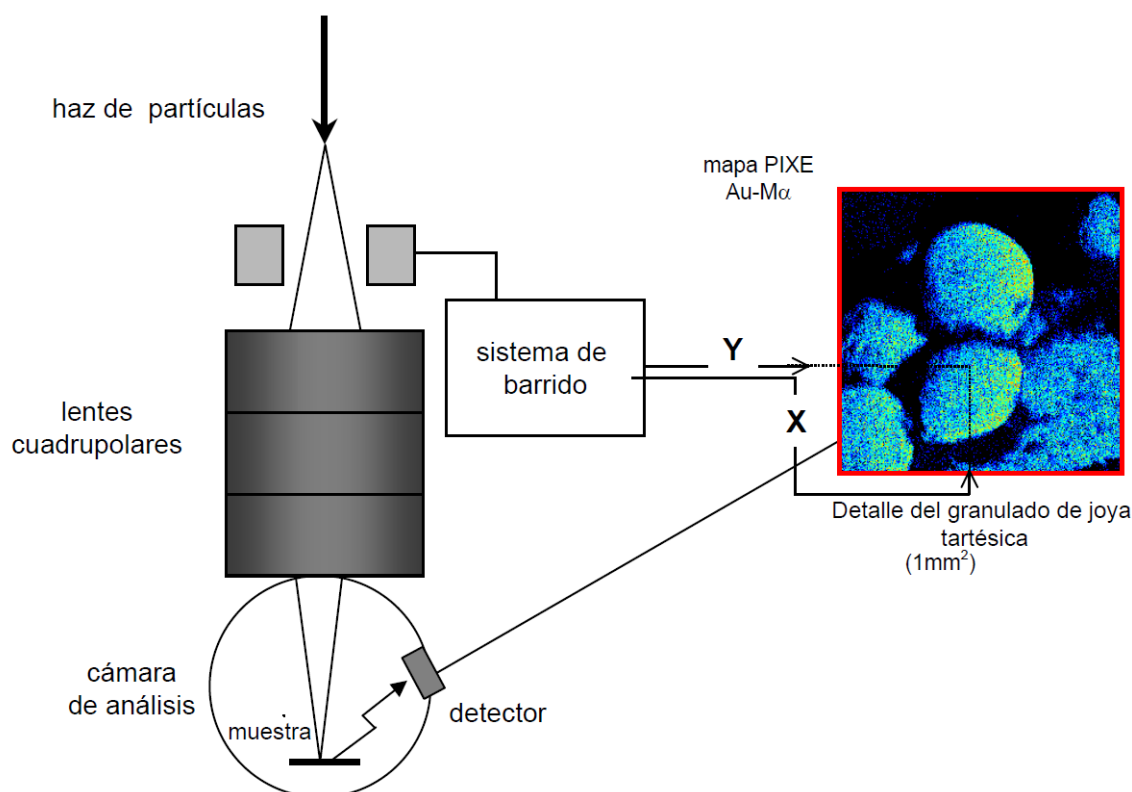
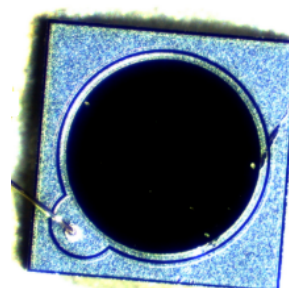
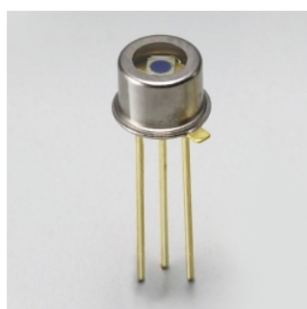


Figura 2.7: Esquema del sistema de barrido sincronizado. En este caso se esquematiza la obtención de un mapa elemental usando el sistema de barrido y la técnica PIXE (*Particle Induced X-ray Emission*). El sistema de barrido y el sistema de adquisición de datos están sincronizados de manera que el número de cuentas en un determinado rango de energías se registra junto la posición XY del haz, lo cual permite hacer un mapa elemental ya que la energía de los rayos-X característicos depende del elemento emisor [14].



(a) Imagen del diodo [16]. (b) Imagen al microscopio del diodo.

Figura 2.8: Diodo Si PIN S5821 de Hamamatsu Photonics.

ha usado el Tandem de 3 MV del CNA, que permite flujos de iones mucho más bajos. Con el fin de comparar ambos experimentos, los detectores se irradiaron en el CNA también

Dimensional outline (unit: mm)

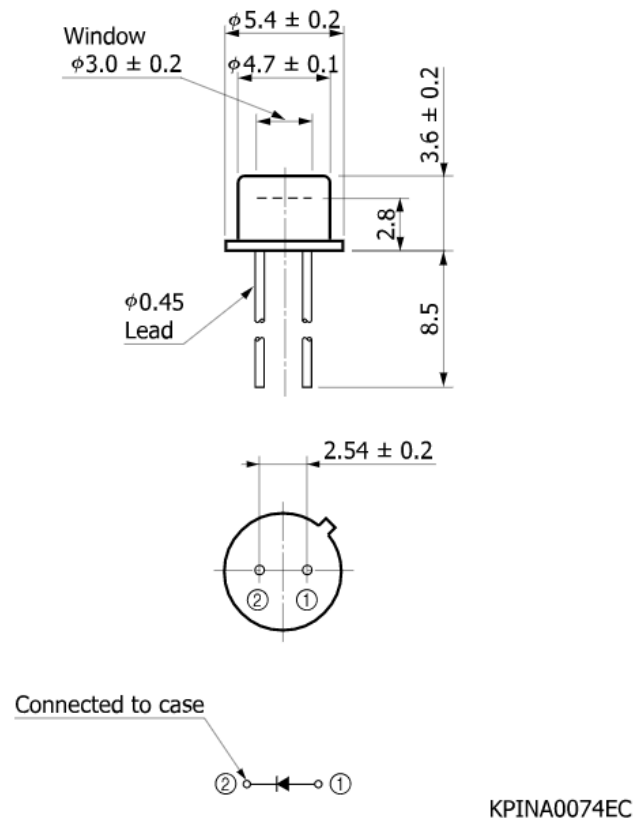


Figura 2.9: Dimensiones diodo Si PIN S5821 de Hamamatsu Photonics.

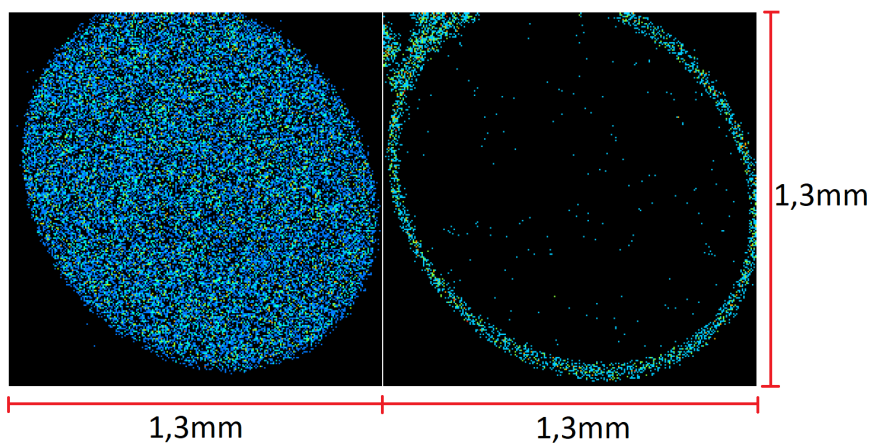


Figura 2.10: Imagen IBIC del detector virgen. A la izquierda, zona de alta energía (2 MeV); a la derecha, zona de baja energía (1,6 MeV).

con He a 1 MeV, si bien dicha comparación no queda reflejada en este escrito. Al haz de iones que usamos para producir un daño controlado en el detector se le denomina DIB

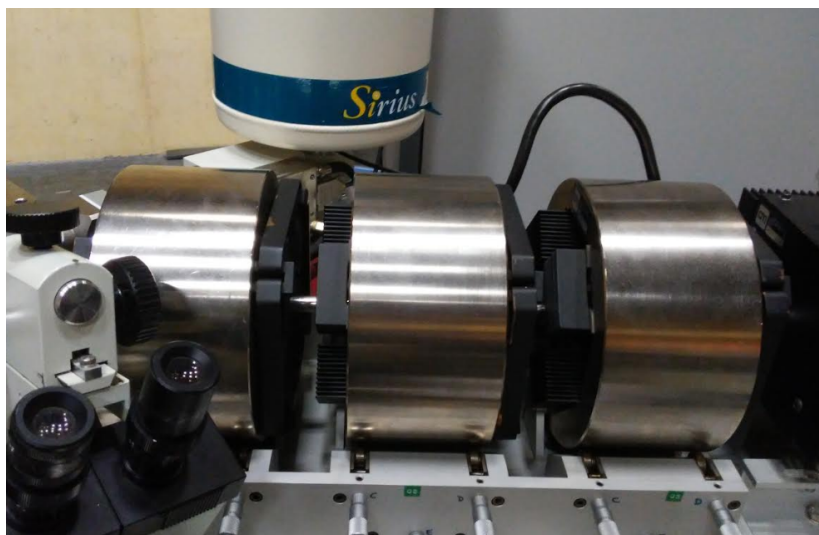


Figura 2.11: *Triplete de lentes magnéticas cuadrupolares.*

(*Damaging Ion Beam*). Usando el triplete de lentes magnéticas cuadrupolares (Figura 2.11), se focalizó el haz hasta tener un tamaño aproximado de $10 \times 10 \mu m^2$, el cual se mide barriendo una rejilla de cobre de las utilizadas en microscopía electrónica y obteniendo un mapa PIXE de la misma. Dicho mapa se obtiene registrando el número de cuentas a la energía de la emisión K_α del Cu junto a las coordenadas XY a las que se producen estas emisiones (ver Figura 2.12). Una vez adquirido este mapa, usamos el *software* de

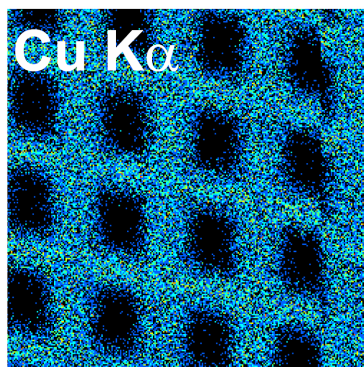


Figura 2.12: *Mapa PIXE del pico K_α del cobre de la rejilla.*

nuestro ordenador para realizar un barrido “en L” con el haz sobre la rejilla (ver Figura 2.13). Al realizar este barrido se obtendrá un espectro con dos gaussianas, una correspondiente al movimiento del haz en el eje X y otra correspondiente al movimiento del haz en el eje Y. Como una línea de la rejilla de cobre tiene un tamaño finito, cuando el haz empiece a entrar en contacto con la línea se emitirá una intensidad mínima de rayos-X. Al ir incidiendo una mayor cantidad de haz sobre la línea, la intensidad de los rayos-X irá

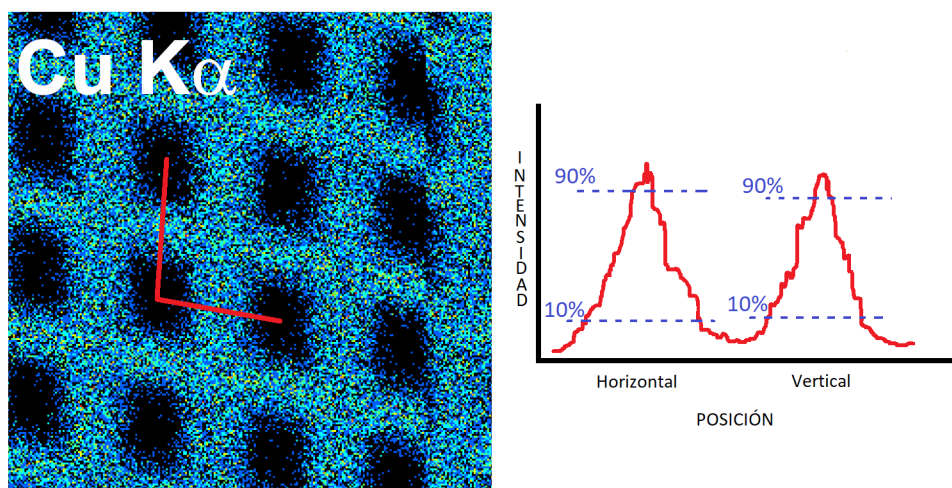


Figura 2.13: Barrido “en L” sobre la rejilla de cobre para la estimación del tamaño del haz.

creciendo hasta un máximo, correspondiente a que todo el haz golpea la línea. Luego se produce un descenso desde el máximo hasta el mínimo debido a que el haz abandona la línea. De esta manera, y según convenio, se estima el tamaño del haz como la diferencia de posiciones correspondientes al 90 % y el 10 % de la señal.

Con el haz debidamente focalizado, se procedió a irradiar 6 zonas diferentes de un área de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ cada una con diferentes fluencias cada una. Estas fluencias fueron: $0,25 \cdot 10^{11}$; $0,5 \cdot 10^{11}$; $1 \cdot 10^{11}$; $2 \cdot 10^{11}$; $3 \cdot 10^{11}$ y $4 \cdot 10^{11}$ iones/ cm^2 . Con ayuda de unas rendijas micrométricas, es posible ajustar la tasa de iones que llegan al detector. Durante las irradiaciones se mantuvo la tasa de conteo alrededor de 12-15 kHz para evitar problemas de *pile-up* y de tiempo muerto en el amplificador, lo cual corresponde a un flujo de $\sim 10^8$ iones/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$). Aunque el tamaño de haz ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$) no es mucho menor que el área barrida ($100 \times 100 \mu\text{m}^2$), es importante mencionar que la fluencia de haz con la que incidimos en la parte central del área irradiada es homogénea y corresponde a la fluencia nominal. En la Figura 2.14 se puede ver una simulación mediante Matlab de la uniformidad de la dosis del haz. La línea punteada encierra el área total irradiada ($110 \times 110 \mu\text{m}^2$), la línea azul continua encierra el área de barrido nominal ($100 \times 100 \mu\text{m}^2$) y el cuadro amarillo ($90 \times 90 \mu\text{m}^2$) es la región de fluencia uniforme.

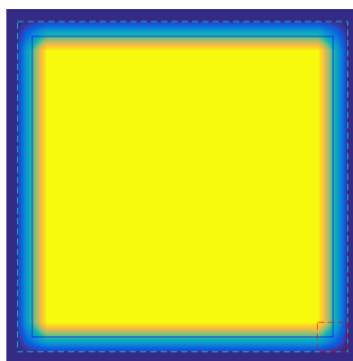


Figura 2.14: Simulación de la uniformidad de la dosis bajo las condiciones de irradiación del experimento.

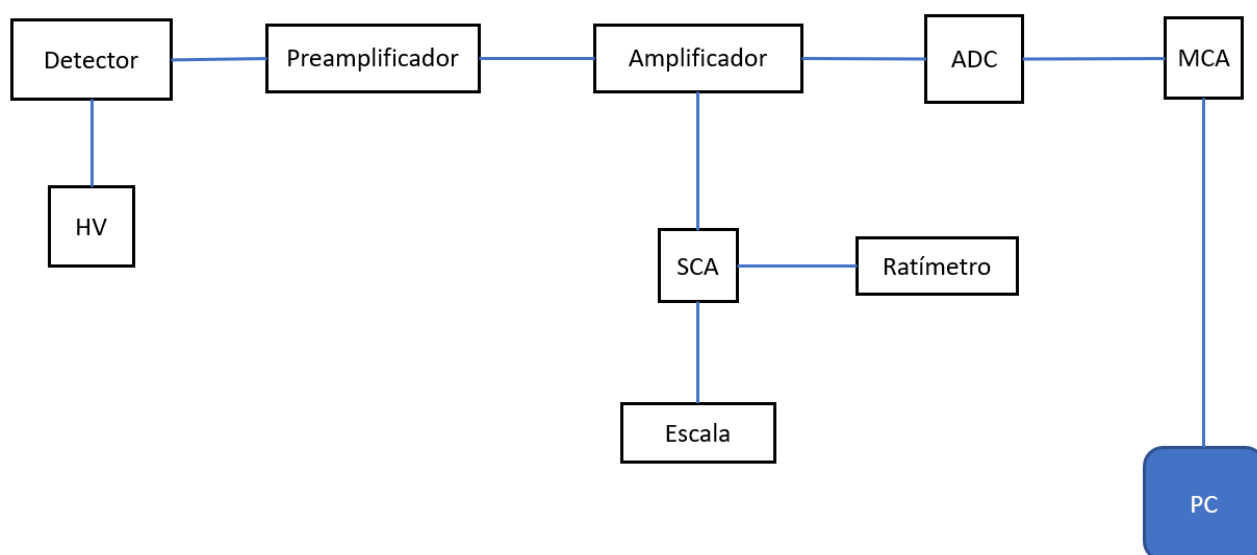


Figura 2.15: Esquema de la cadena electrónica empleada para el experimento de producción de daño controlado.

2.3.1. Cadena electrónica.

Para producir daño controlando la fluencia ion a ion es necesario contar con una escala y un ratímetro aparte de la electrónica convencional. La cadena electrónica usada se esquematiza en la Figura 2.15. Al detector conectamos el preamplificador. Conectado al preamplificador se encuentra el amplificador. La señal del amplificador se envía a dos módulos distintos: un ADC y un SCA (*Single Channel Analyser* o analizador monocanal). El ADC está conectado a un MCA que, a su vez, está conectado a un PC con el *software* apropiado para observar los espectros α mientras realizamos las medidas.

El SCA funciona de la siguiente manera: cada vez que recibe un pulso cuya altura entra

dentro de un rango definido emite una señal lógica (ver Figura 2.16). Como nuestro

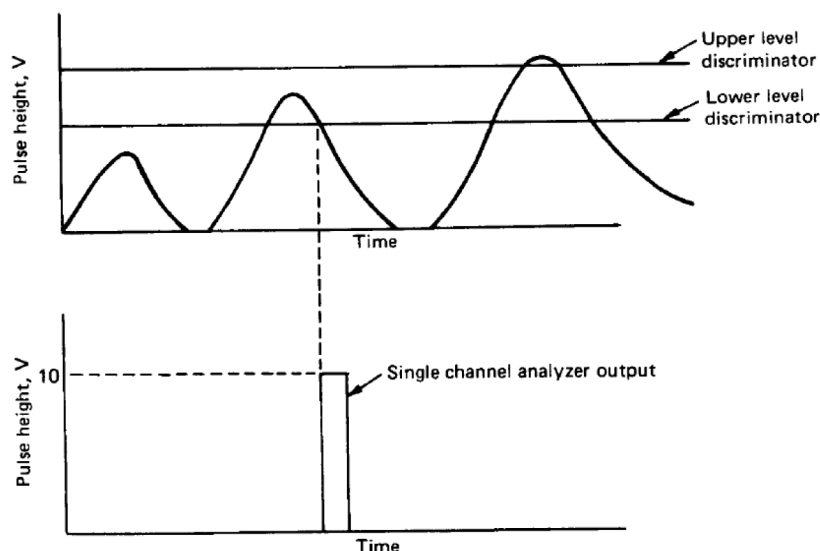


Figura 2.16: *Funcionamiento de un analizador monocanal* [3].

interés es contabilizar solamente los pulsos emitidos por partículas α que llegan al detector, subimos el límite inferior del SCA para no contar las señales emitidas por ruido electrónico o radiación de fondo. El límite superior lo situamos lo más alto que nos permita el SCA para contar todas las partículas. De esta manera, podemos suponer que una señal emitida por el SCA corresponde a una partícula que ha llegado al detector. La salida del SCA la conectamos a dos módulos diferentes: el ratímetro y la escala. La pantalla del ratímetro nos muestra la tasa o frecuencia con la que se emiten las señales del SCA, lo cual nos permite controlar que este parámetro se mantenga estable durante el experimento. La escala muestra en pantalla el número total de señales emitidas por el SCA en un tiempo transcurrido. Cuando el número de cuentas sea el deseado paramos la irradiación mediante un manipulador actuado por un pistón neumático que frena completamente el haz de iones. El número total de cuentas y el tiempo total nos dará la tasa promedio con la que las partículas del haz han llegado al detector. El tiempo, Δt , que debe durar cada irradiación puede deducirse a partir de la siguiente relación:

$$\Phi = \frac{\Gamma \cdot \Delta t}{S}, \quad (2.2)$$

donde Φ es la fluencia del haz, Γ es la tasa de conteo y S es la superficie irradiada. El tiempo necesario para alcanzar la máxima fluencia en este experimento ($4 \cdot 10^{11} \text{ iones/cm}^2$) fueron 43 minutos aproximadamente. Los módulos electrónicos usados en el experimento se muestran en la Figura 2.17.

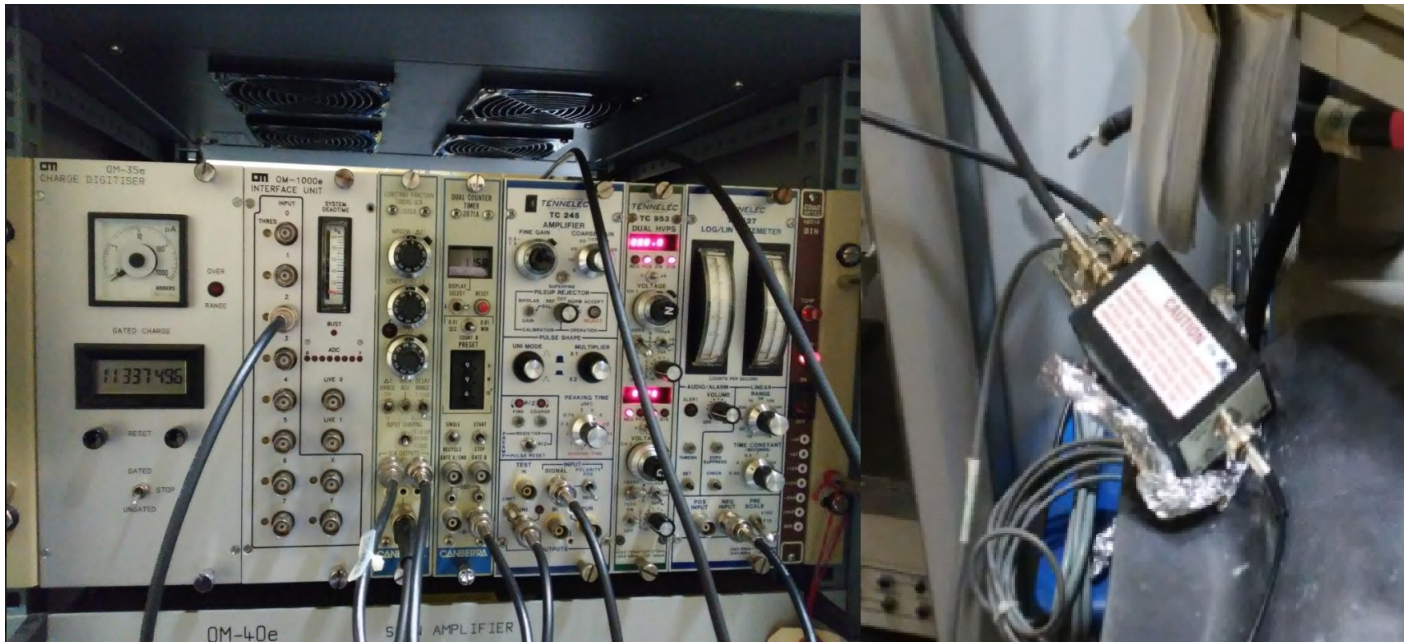


Figura 2.17: Izquierda: módulos electrónicos usados en el experimento de producción de daño micrométrico controlado; derecha: preamplificador.

2.4. Análisis del daño producido mediante la técnica IBIC.

Para analizar el detector mediante la técnica IBIC se empleó un haz de He^{2+} de 2 MeV en la microsonda. Al haz que se emplea como sonda en la técnica IBIC se le denomina PIB (*Probing Ion Beam*). El detector se encontraba conectado a una cadena electrónica convencional, es decir, la compuesta por un preamplificador, un amplificador, un ADC y un MCA. Antes de analizar el detector, éste se sometió a un tratamiento térmico calentándolo a 80 °C durante 2 horas para estabilizar los defectos. Este proceso es conocido como *annealing* térmico. Siguiendo el procedimiento descrito anteriormente, se redujo el tamaño del haz hasta $20 \times 20 \mu\text{m}^2$, y se mantuvo la tasa de cuentas alrededor de 150-200 Hz para evitar introducir un daño adicional durante las medidas de IBIC. El primer paso fue adquirir un mapa completo del detector mediante la técnica IBIC para localizar las zonas dañadas. El mapa se obtuvo adquiriendo un espectro suma de todo el barrido. Sobre este espectro se define una ROI (*Region Of Interest*), es decir, un intervalo de canales o energías, (ver Figura 2.18). Seguidamente, se vuelve a realizar un barrido del detector completo. Este barrido da lugar a eventos que se definen por el

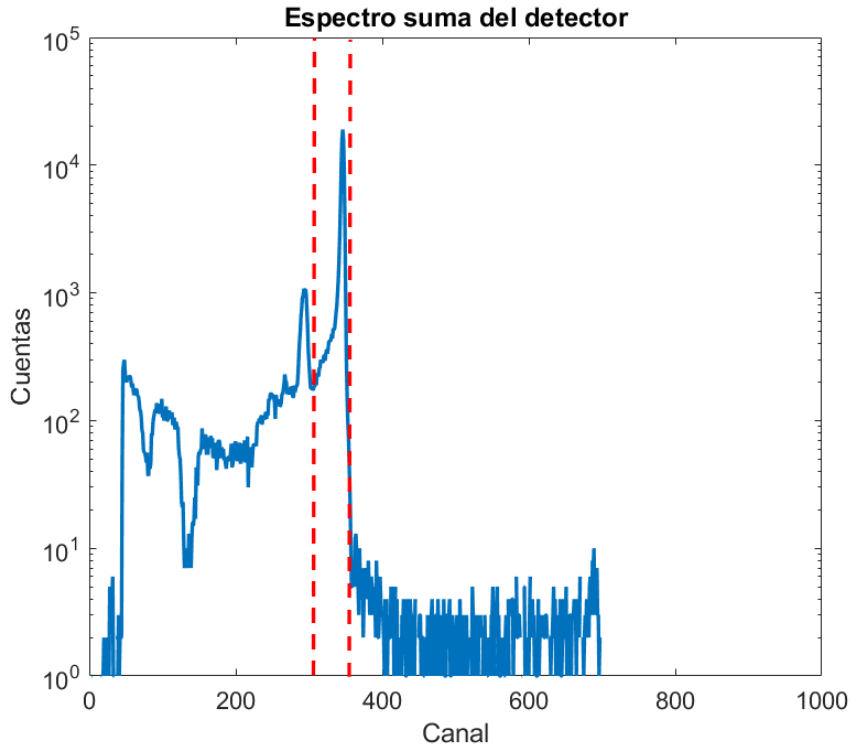


Figura 2.18: *Espectro suma obtenido sumando los espectros proporcionados por cada punto del detector. La ROI es la zona encerrada entre las dos línea rojas punteadas.*

número de cuentas registradas en la ROI y la posición XY del haz. Una representación gráfica del número de cuentas en la ROI en cada posición XY da lugar a un mapa del detector. Según la ROI definida, el mapa debe mostrar la zona del detector sin dañar en color, ya que en las zonas vírgenes del detector la señal se producirá dentro de la ROI definida, y en negro las zonas dañadas, ya que la señal aparecerá a la izquierda y fuera de la ROI definida y, por tanto, el número de cuentas en la ROI para esas posiciones XY será cero. Este mapa es el que se muestra en la Figura 2.19. En este mapa pueden apreciarse claramente las distintas zonas dañadas del detector. El área barrida total fue de $1,3 \times 1,3 \text{ mm}^2$. El área de las zonas dañadas es de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. La fluencia con la que se irradió cada zona viene indicada junto a cada una de ellas. Estos valores deben ser multiplicados por 10^{11} cm^{-2} para conocer la fluencia real.

Una vez localizadas las zonas dañadas, se procedió a analizar el centro de cada una de estas zonas, ya que la microsonda permite irradiar puntualmente una zona. Se adquirieron espectros de energía de las 6 zonas a diferentes voltajes: 2, 5, 10 y 20 V. Cada espectro obtenido consistirá en una señal situada alrededor de un determinado canal, los cuales

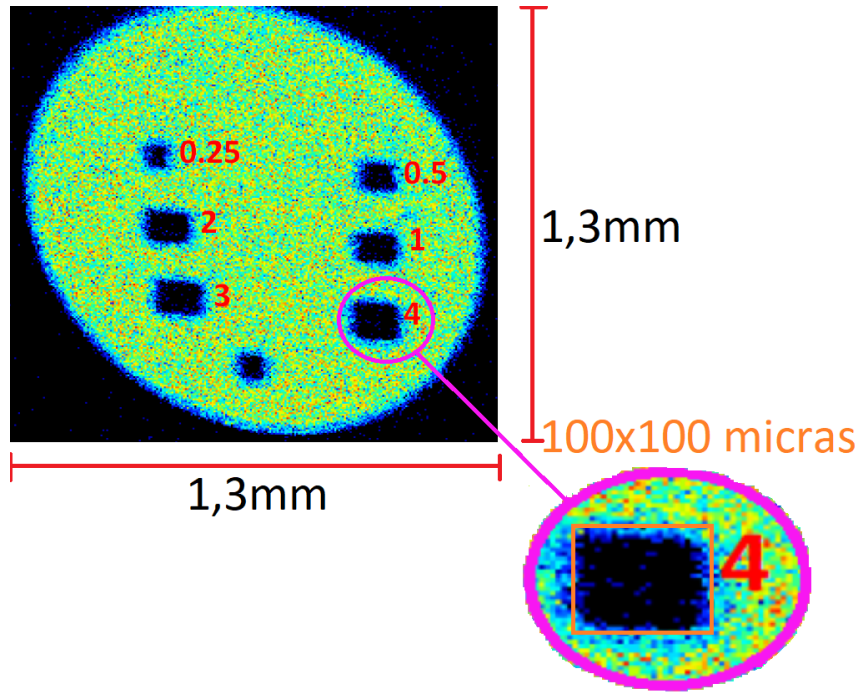


Figura 2.19: Mapa IBIC del detector dañado.

guardan una relación lineal con la energía medida. Esto nos permitirá obtener información sobre el transporte de portadores de carga en el detector. La CCE experimental para cada par de valores de voltaje y fluencia, se obtiene como el cociente entre el centroide de la gaussiana de un espectro correspondiente a ese par de valores y el centroide la gaussiana a 20 V obtenida de una zona virgen del detector.

Los valores de CCE experimentales se compararán con los valores de CCE obtenidos según el modelo teórico descrito en la sección 1.4. De este modelo conocemos todos los parámetros salvo los parámetros $k\sigma_{\min, \text{may}}$, siendo estos los únicos parámetros libres. Los parámetros $k\sigma_{\min, \text{may}}$ son los que queremos determinar para cuantificar el daño producido en el detector. Para ello, compararemos la CCE experimental con los distintos valores de CCE que proporcionaría el modelo suponiendo diferentes valores de $k\sigma_{\min, \text{may}}$. Los valores de $k\sigma_{\min, \text{may}}$ del detector serán aquellos que proporcionen la curva que mejor ajuste los puntos experimentales de CCE frente a fluencia, minimizando la cantidad:

$$\sum_{i=1}^N (\text{CCE}_{\text{exp}} - \text{CCE}_{\text{teó}})^2,$$

siendo $i = 1, \dots, N$ las distintas fluencias de irradiación.

Capítulo 3

Resultados.

3.1. Simulaciones SRIM.

Para el cálculo teórico de la CCE es importante conocer el perfil de vacantes generado por el DIB y la curva de ionización producida por el PIB. Esta información se ha obtenido mediante simulaciones con SRIM y los resultados se muestran en la Figura 3.1. El detector

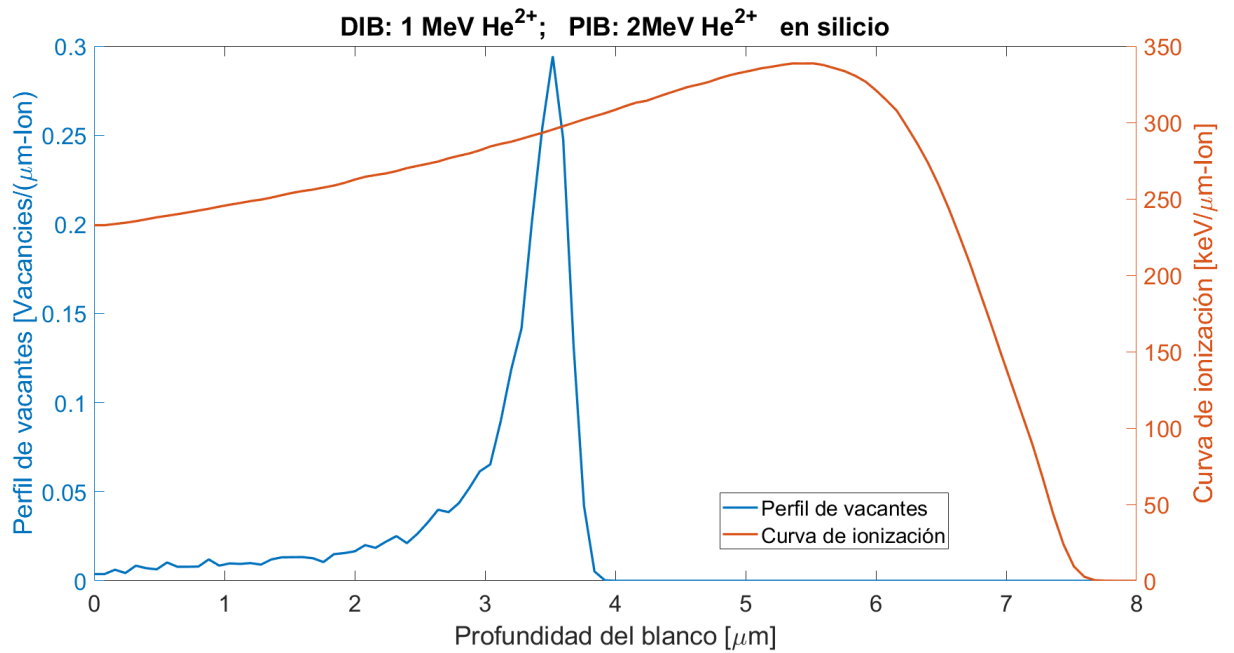


Figura 3.1: Simulación SRIM del perfil de vacantes y la curva de ionización.

objeto de este trabajo poseía un substrato tipo n (portadores mayoritarios electrones). En

este detector los huecos producidos a una profundidad x_0 son arrastrados por el campo eléctrico hasta la posición $x = 0$, mientras que los electrones son arrastrados en el sentido opuesto. Atendiendo a la Figura 3.1, se concluye que aquellos electrones generados a una profundidad $x > 4\mu m$ no tendrán posibilidad de recombinarse al no encontrar defectos en su camino. Sin embargo, el resto de electrones y todos los huecos tendrán cierta probabilidad de recombinación al encontrar defectos a lo largo de su trayectoria.

3.2. Espectros α para distintos valores de voltaje y fluencia.

En esta sección se muestran los espectros α obtenidos al irradiar con el haz microsonda las distintas zonas irradiadas previamente con diferentes fluencias para distintos valores de voltaje inverso aplicado.

Como era de esperar, al inducir defectos por radiación en el detector se degrada la CCE del mismo, provocando que se registre una energía menor. Como puede observarse, esta degradación es mayor cuanto mayor es la fluencia del haz que provoca el daño. Además, la energía registrada también es menor cuanto menor es el voltaje inverso aplicado.

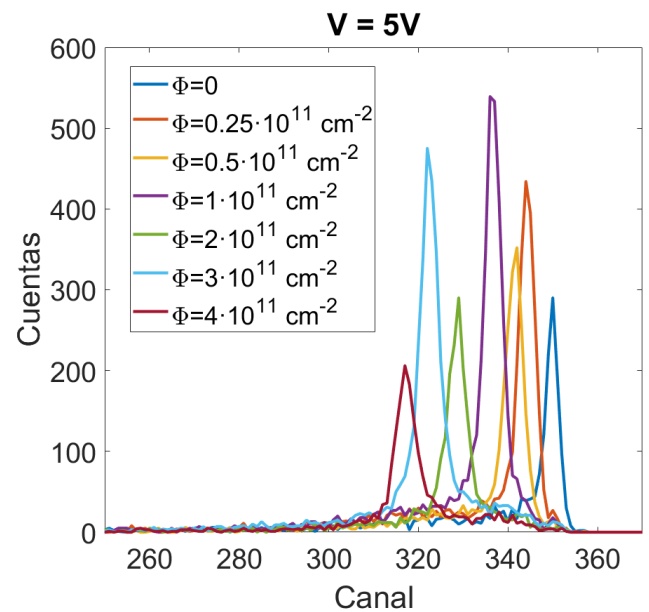
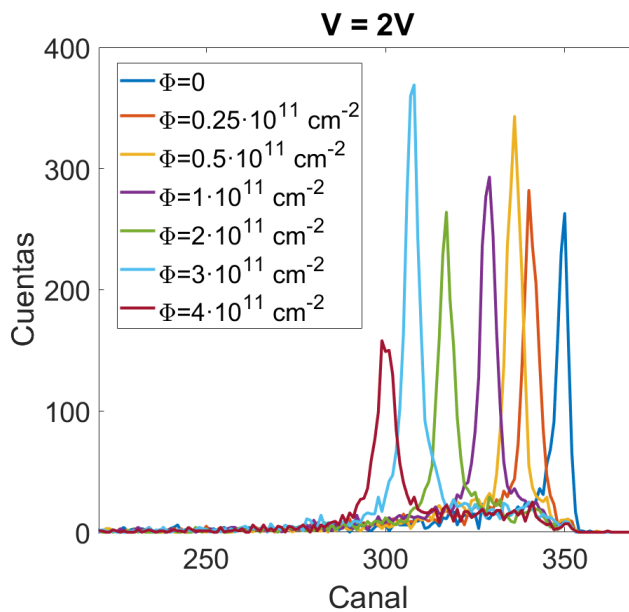


Figura 3.2: Espectros α obtenidos a $V = 2V$.

Figura 3.3: Espectros α obtenidos a $V = 5V$.

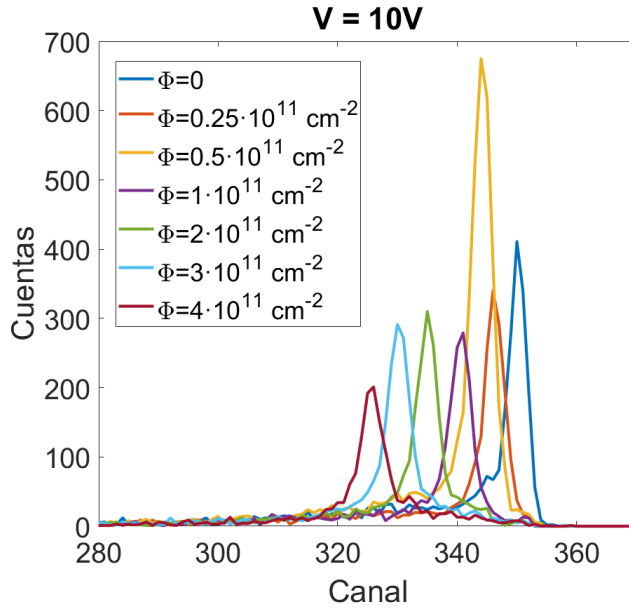


Figura 3.4: Espectros α obtenidos a $V = 10V$.

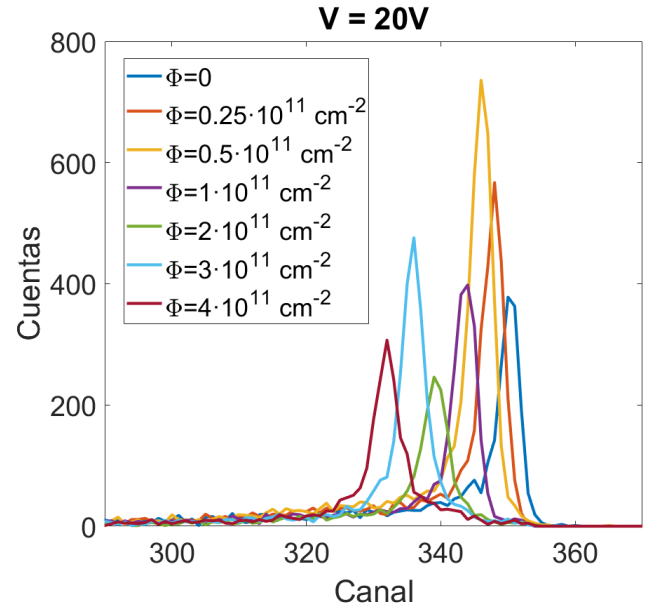
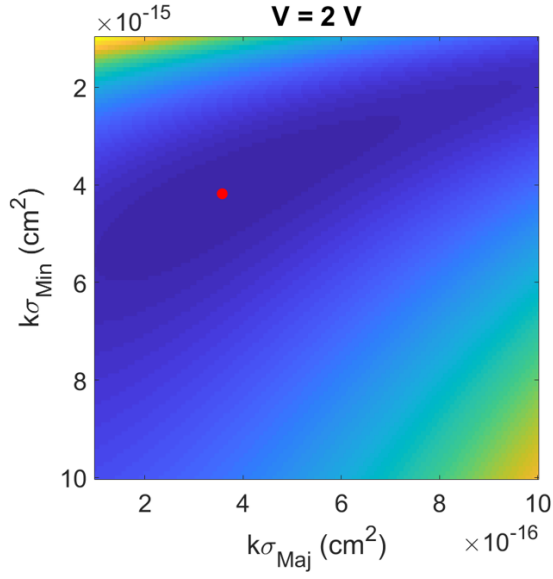
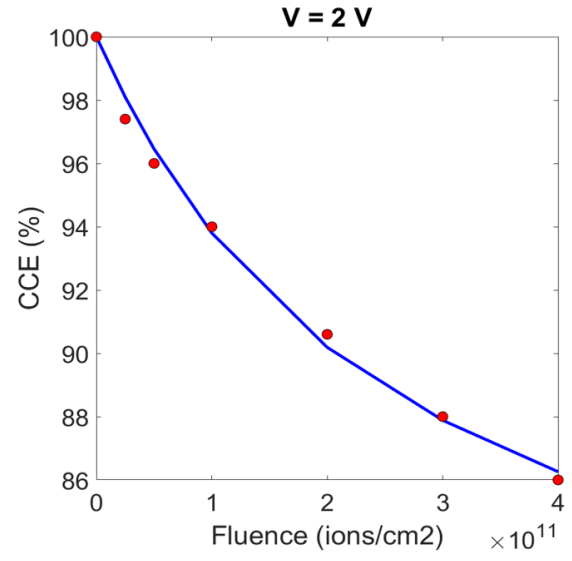
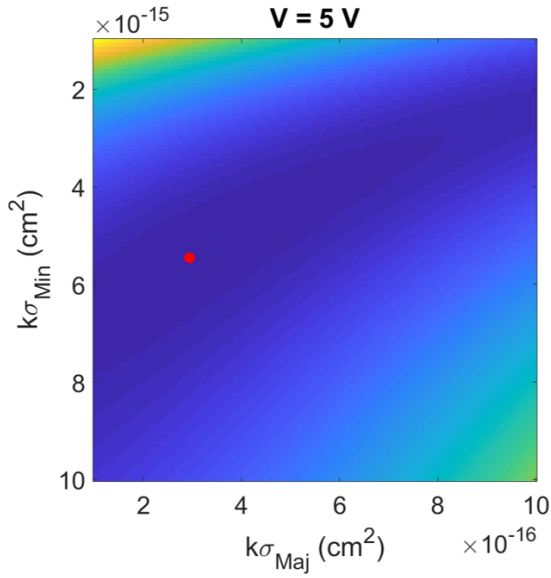
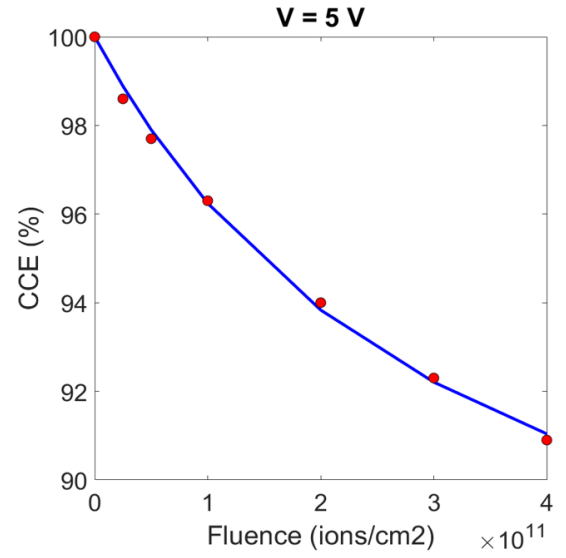
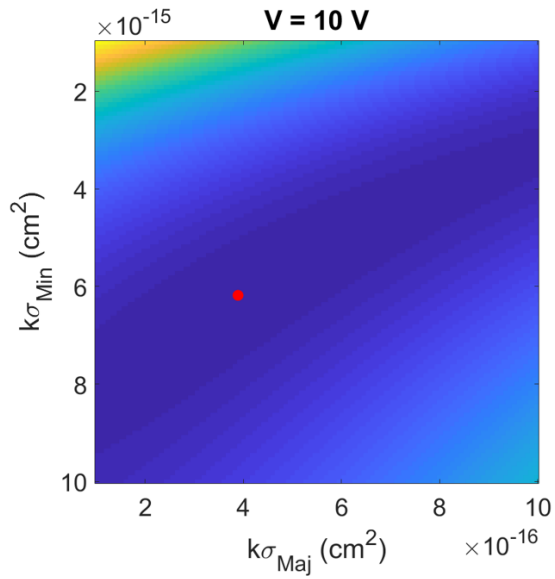
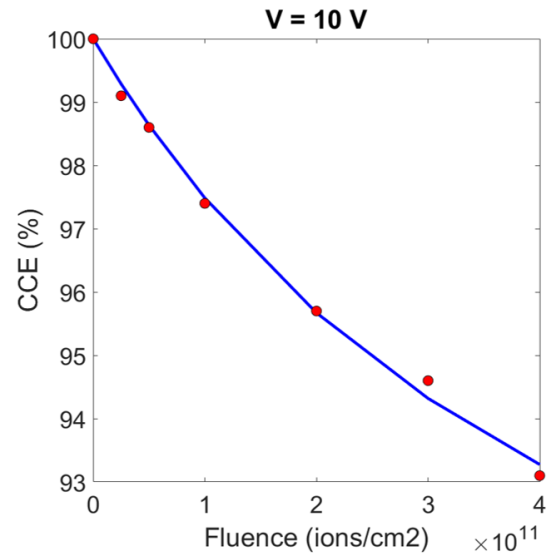
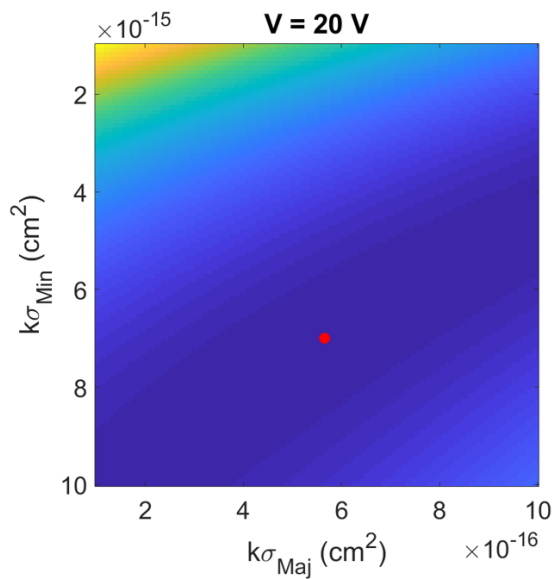
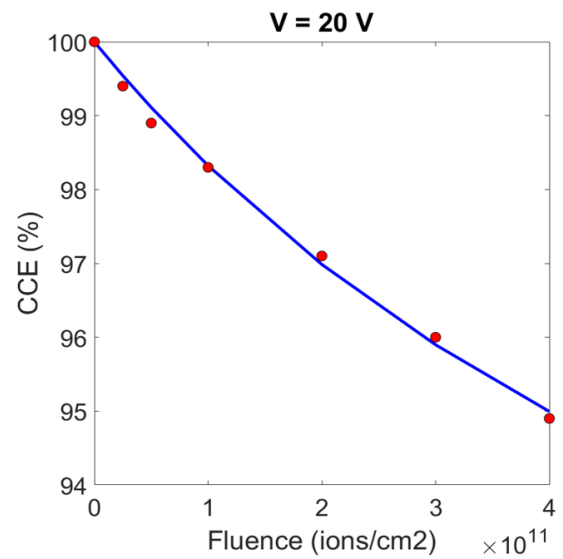


Figura 3.5: Espectros α obtenidos a $V = 20V$.

3.3. Resultados de CCE y $\kappa\sigma$.

Para encontrar los valores de $k\sigma_{\min, \max}$ que minimizan la cantidad $\sum_{i=1}^N (CCE_{\text{exp}} - CCE_{\text{teó}})^2$ se elaboraron mapas mediante una simulación con Matlab, que representan el valor $\sum_{i=1}^N (CCE_{\text{exp}} - CCE_{\text{teó}})^2$ para un par de puntos $k\sigma_{\min}$ y $k\sigma_{\max}$, creándose una función $M(k\sigma_e, k\sigma_h)$ que puede representarse como una superficie o mapa. En estos mapas se marca el punto correspondiente al par de valores $k\sigma_{\min}$ y $k\sigma_{\max}$ que construyen la curva teórica que mejor ajusta los puntos experimentales de CCE frente a fluencia. Los resultados se muestran a continuación. En la tabla 3.1 se muestran los valores de CCE (en tanto por ciento) para cada pareja de valores Φ y V . En la tabla 3.2 se indican los valores de $k\sigma_{\min, \max}$ obtenidos para cada voltaje aplicado. En el modelo de Schockley-Read-Hall se han usado los siguientes valores para los distintos parámetros que intervienen en el valor de $\tau(x, \Phi)$: $\mu_{\min} = 450 \text{ cm}^2 / (V \cdot s)$, $\mu_{\max} = 1350 \text{ cm}^2 / (V \cdot s)$, $\tau_{0 \min, \max} = 30 \mu s$ y $v_{\text{th} \min, \max} = 10^7 \text{ cm/s}$.

(a) Mapa $k\sigma_{min,may}$ para $V = 2V$.(b) Datos experimentales y ajuste de CCE frente a fluencia ($V = 2V$).Figura 3.6: Resultados $k\sigma_{min,may}$ para $V = 2V$.(a) Mapa $k\sigma_{min,may}$ para $V = 5V$.(b) Datos experimentales y ajuste de CCE frente a fluencia ($V = 5V$).Figura 3.7: Resultados $k\sigma_{min,may}$ para $V = 5V$.

(a) Mapa $k\sigma_{min, may}$ para $V = 10V$.(b) Datos experimentales y ajuste de CCE frente a fluencia ($V = 10V$).Figura 3.8: Resultados $k\sigma_{min, may}$ para $V = 10V$.(a) Mapa $k\sigma_{min, may}$ para $V = 20V$.(b) Datos experimentales y ajuste de CCE frente a fluencia ($V = 20V$).Figura 3.9: Resultados $k\sigma_{min, may}$ para $V = 20V$.

	CCE (en %) para cada fluencia y voltaje					
$\Phi(10^{11}\text{iones}/\text{cm}^2) / V(\text{V})$	0	1	2	5	10	20
0	98,6(6)	99,7(6)	100,0(6)	100,0(6)	100,0(6)	100,0(6)
0,25	92,3(5)	96,3(6)	97,4(6)	98,6(6)	99,1(6)	99,4(6)
0,5	89,1(5)	94,6(6)	96,0(6)	97,7(6)	98,6(6)	98,9(6)
1	84,0(5)	91,7(5)	94,0(5)	96,3(6)	97,4(6)	98,3(6)
2	75,7(4)	87,1(5)	90,6(5)	94,0(5)	95,7(6)	97,1(6)
3	70,9(4)	83,7(5)	88,0(5)	92,3(5)	94,6(5)	96,0(6)
4	65,4(4)	80,3(5)	86,0(5)	90,9(5)	93,1(5)	94,9(6)

Tabla 3.1: Valores de CCE experimentales en tanto por ciento para cada pareja de valores Φ y V .

V (V)	$k\sigma_{\min}$ (10^{-15}cm^2)	$k\sigma_{\max}$ (10^{-16}cm^2)
2	4,2(10)	3,6(1)
5	5,5(25)	2,9(2)
10	6(4)	3,9(3)
20	7(6)	5,7(6)

Tabla 3.2: Resultados de $k\sigma_{\min,\max}$ para cada valor de voltaje aplicado.

La incertidumbre en la CCE surge como consecuencia de propagar la incertidumbre asociada al centroide de la gaussiana de ajuste de un cierto pico. Las incertidumbres en $k\sigma$ se calculan mediante la matriz hessiana de $M(k\sigma_e, k\sigma_h)$ (para más detalles consultar el apéndice A).

A continuación, calculamos un único valor de $k\sigma_{\min}$ y $k\sigma_{\max}$ haciendo la media ponderada teniendo en cuenta el error. La media ponderada \bar{Y} de un conjunto de valores Y_i con una incertidumbre asociada ΔY_i se calcula como:

$$\bar{Y} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{(\Delta Y_i)^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\Delta Y_i)^2}} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\Delta Y_i)^2}}} \quad (3.1)$$

La media ponderada de los valores de $k\sigma_{\min,\max}$ según la ecuación 3.1 se muestran en la Tabla 3.3.

$k\sigma_{\min}$	$4,5(9) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
$k\sigma_{\max}$	$3,54(9) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$

Tabla 3.3: Valores de $k\sigma_{\min, \max}$. Media ponderada.

Los valores de $k\sigma_{\min, \max}$ de la Tabla 3.3 han sido calculados considerando la misma velocidad térmica para electrones y huecos ($v_{\text{th min, max}} = 10^7 \text{ cm/s}$). No obstante, según [17], este valor es distinto para electrones y huecos y ambos difieren del proporcionado. Estos valores son los siguientes: $v_{\text{th, h}} = 1,7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ y $v_{\text{th, e}} = 2,3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Por lo tanto, y tras la corrección adecuada, los valores de $k\sigma_{\min, \max}$ que se obtienen considerando estos últimos valores de $v_{\text{th min, max}}$ son los que se muestran en la Tabla 3.4:

$k\sigma_{\min}$	$2,6(5) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
$k\sigma_{\max}$	$1,54(4) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$

Tabla 3.4: Valores de $k\sigma_{\min, \max}$. Media ponderada; valores corregidos.

Suponiendo que existe solamente un tipo de defecto (la divacante $V_2(-)$), el estudio se completaría conociendo las secciones eficaces de captura de electrones y huecos y, a partir de esos valores, calculando el coeficiente k . La expresión 3.2 muestra los valores de las secciones eficaces de captura de electrones y huecos [18]:

$$V_2(-) = \begin{cases} \sigma_{\min} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\max} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \end{cases} \quad (3.2)$$

Con estos valores de σ_{\min} y σ_{\max} obtenemos los siguientes valores para k (Tabla 3.5).

Para finalizar el estudio de los resultados obtenidos, se comparan los valores de k obtenidos

k_{\min}	0,054(10)
k_{\max}	0,031(1)

Tabla 3.5: Valores de k_{\min} y k_{\max} .

en este trabajo con otros valores encontrados en la literatura. En [8], encontramos los siguientes valores de k : $k_h = 0,054(12)$ y $k_e = 0,014(8)$. Estos valores se obtuvieron usando

un haz de protones de 17 MeV como DIB. En [18], se obtiene un valor medio $k = 0,18$, usando un haz de He de 1 MeV como DIB. En este último trabajo, la configuración del detector es tal que la contribución de los huecos a la CCE es despreciable debido a la pequeña distancia que éstos recorren en comparación a los electrones.

De esta comparativa extraemos que los valores de k obtenidos en este Trabajo Fin de Máster son razonables (de unos pocos tantos por ciento). El hecho de que k_{\min} y k_{\max} difieran ligeramente se puede deber a que los valores de σ_{\min} y σ_{\max} se han tomado sin error. Además, se ha supuesto que sólo se forma un tipo de defecto (la divacante $V_2(-)$), pero pueden crearse otros tipos de defectos que no hemos tenido en cuenta. No obstante, los resultados indican que el único defecto considerado es, al menos, uno de los principales defectos causados en el detector.

Capítulo 4

Conclusiones.

En este trabajo, enmarcado dentro de un proyecto coordinado de la IAEA¹, se ha aplicado por primera vez en España una técnica que permite irradiar distintas zonas de un mismo detector para inducir defectos en él. Con la técnica usada, es posible dañar áreas de tamaño micrométrico controlando la fluencia de haz ion a ion.

Haciendo uso de dicha técnica, se han irradiado 6 zonas diferentes de un detector de silicio con distintas fluencias de haz para inducir defectos en él. Posteriormente, y tras un *annealing* térmico, se analizaron los defectos creados en cada zona mediante la técnica IBIC. Tanto el experimento de producción de daño como el análisis IBIC han sido llevados a cabo en el CNA.

Para cuantificar el daño ocasionado en el detector, se compararon los valores experimentales de CCE con un modelo teórico desarrollado por varios miembros de este proyecto. Esta comparación nos ha permitido extraer información acerca de los defectos ocasionados a partir de la energía registrada por el detector.

Se ha observado que la degradación en la CCE es mayor cuanto mayor es la fluencia del haz que ocasionó el daño, lo que significa que se crea una cantidad mayor de defectos. Se ha verificado también que el modelo teórico usado para el cálculo de la CCE es válido para el rango de fluencias estudiado, en este caso. Además, la CCE baja más rápidamente cuanto menor es el voltaje aplicado al detector. Esto se debe a que al reducir el voltaje,

¹ *Utilization of ion accelerators for studying and modelling of radiation induced defects in semiconductors and insulators.*

también reducimos la intensidad del campo eléctrico en el detector, lo que disminuye la longitud de deriva y hace a los portadores de carga más susceptibles de recombinarse.

Actualmente, nuestro grupo está utilizando esta metodología para estudiar el efecto del flujo iónico en el daño estructural en detectores de silicio y en el desarrollo de nuevos tipos de detectores (tales como detectores de SiC) y su viabilidad a la hora de operar en ambientes hostiles de temperatura y radiación como puede ser el de un reactor de fusión.

Apéndice A

Cálculo de la incertidumbre de los valores $\kappa\sigma_{\min, \max}$.

Denotaremos la matriz hessiana de una función de varias variables $f(x, y, z, \dots)$ como $H(f)$. Esta matriz ordena todas las derivadas de segundo orden de la función f y se construye de la siguiente manera:

$$H(f) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z} & \dots \\ \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial z} & \dots \\ \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial x} & \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial y} & \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}$$

La incertidumbre asociada a un par de valores de $\kappa\sigma_{\min, \max}$ se calcula como sigue [19]: primero construimos la matriz $H(M(\kappa\sigma_e, \kappa\sigma_h))$.

$$H(M(\kappa\sigma_e, \kappa\sigma_h)) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 M}{\partial (\kappa\sigma_e)^2} & \frac{\partial^2 M}{\partial (\kappa\sigma_e) \partial (\kappa\sigma_h)} \\ \frac{\partial^2 M}{\partial (\kappa\sigma_h) \partial (\kappa\sigma_e)} & \frac{\partial^2 M}{\partial (\kappa\sigma_h)^2} \end{pmatrix}$$

Luego, evaluamos la matriz $H(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$ en el punto $k\sigma_{\min}$ - $k\sigma_{\max}$ calculado (mínimo de $M(k\sigma_e, k\sigma_h)$). A esta matriz la llamaremos $\mathcal{H}(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$. La matriz error se calcula como la matriz inversa de $\mathcal{H}(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$:

$$\text{Err}(M(k\sigma_e, k\sigma_h)) = \mathcal{H}^{-1}(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$$

Los elementos diagonales de esta matriz son las incertidumbres al cuadrado de las magnitudes respecto de las que se deriva. Es decir, el elemento $(1, 1)$ de $\text{Err}(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$ será la incertidumbre al cuadrado de $k\sigma_{\max}$ y el elemento $(2, 2)$ de $\text{Err}(M(k\sigma_e, k\sigma_h))$ será la incertidumbre al cuadrado de $k\sigma_{\min}$.

Bibliografía

- [1] WR Th Ten Kate. Detectors for nuclear radiation. *Sensors and Actuators*, 10(1-2):83–101, 1986.
- [2] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [3] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and detection of radiation*. CRC press, 2010.
- [4] Ettore Vittone. Semiconductor characterization by scanning ion beam induced charge (ibic) microscopy. *ISRN Materials Science*, 2013, 2013.
- [5] Ettore Vittone, Z Pastuovic, Paolo Olivero, Claudio Manfredotti, M Jaksic, A Lo Giudice, F Fizzotti, and Elisabetta Colombo. Semiconductor characterization by scanning ion beam induced charge (ibic) microscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(8):1312–1318, 2008.
- [6] MBH Breese, JS Laird, and DN Jamieson. Advances of the ibic technique. 1993.
- [7] Helmuth Spieler. *Semiconductor detector systems*, volume 12. Oxford university press, 2005.
- [8] J Garcia Lopez, MC Jimenez-Ramos, M Rodriguez-Ramos, Jacopo Forneris, and J Ceballos. An upgraded drift–diffusion model for evaluating the carrier lifetimes in radiation-damaged semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 371:294–297, 2016.
- [9] J Garcia Lopez, MC Jimenez-Ramos, M Rodriguez-Ramos, J Ceballos, F Linez, and J Raisanen. Comparative study by ibic of si and sic diodes irradiated with high

- energy protons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 372:143–150, 2016.
- [10] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Phys. Rev.*, 87:835–842, Sep 1952.
- [11] James F Ziegler, Matthias D Ziegler, and Jochen P Biersack. Srim—the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11-12):1818–1823, 2010.
- [12] Encyclopaedia Britannica. Particle accelerator: <https://www.britannica.com/technology/particle-accelerator/constant-voltage-accelerators>, 2018.
- [13] Mauricio Rodríguez Ramos. Calibración absoluta y aplicación de los detectores de pérdidas de iones rápidos basados en materiales centelleadores para dispositivos de fusión nuclear. 2017.
- [14] María del Carmen Jiménez-Ramos. *Caracterización de partículas calientes mediante técnicas analíticas avanzadas*. PhD thesis, Universidad de Sevilla, 2013.
- [15] Wikipedia. Cuadrupolo — wikipedia, la enciclopedia libre, 2018. [<https://es.wikipedia.org/wiki/Cuadrupolo>; descargado 6-mayo-2019].
- [16] Hamamatsu Photonics. Si pin photodiode s5821, 2019. [<https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/S5821/index.html>; descargado 30-mayo-2019].
- [17] Ioffe Institute. Si-silicon electrical properties, 2019. [<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/electric.html>; descargado 20-junio-2019].
- [18] Željko Pastuović, Ettore Vittone, Ivana Capan, and Milko Jakšić. Probability of divacancy trap production in silicon diodes exposed to focused ion beam irradiation. *Applied physics letters*, 98(9):092101, 2011.
- [19] J. Pumplin, D. R. Stump, and W. K. Tung. Multivariate fitting and the error matrix in global analysis of data. *Phys. Rev. D*, 65:014011, Dec 2001.